THESE

présentée

à l'Université Paris Sud centre d'Orsay

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR 3ème. CYCLE

Spécialité : **PHYSIQUE NUCLEAIRE**

Par

Jean-François LEGENDRE

Conception et réalisation d'un dispositif de sélection en ligne des annihilations pour une expérience $\bar{P}P$ à 100 GeV.

Soutenue le 16 septembre 1983 devant la Commission d'examen

Président : MM. HAÏSSINSKI

FROISSART

DEFOIX

N GUYEN

UNIV.
LEIDEN
1931

THESE

présentée

à l'Université Paris Sud centre d'Orsay

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR 3ème. CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Par

Jean-François LEGENDRE

Conception et réalisation d'un dispositif de sélection en ligne des annihilations pour une expérience $\bar{P}P$ à 100 GeV.

Soutenue le 16 septembre 1983 devant la Commission d'examen

Président : MM. HAÏSSINSKI

FROISSART

DEFOIX

N GUYEN

RESUME.

Cette thèse présente la conception et la réalisation d'un système de sélection d'interactions, inséré dans le dispositif de déclenchement du Spectromètre Hybride Européen (C.E.R.N.) en vue de réaliser une expérience $\bar{P}P$ vers 100 GeV dont le but est l'étude des annihilations. Le système de sélection a pour fonction l'élimination des interactions dominantes de non-annihilation. Après avoir optimisé les acceptances des différents détecteurs composant le Spectromètre Hybride, on étudie l'utilisation en ligne d'un détecteur Cerenkov à gaz multicellulaire (détection des antiprotons), d'un calorimètre de type fer-scintillateur (détection des antineutrons) et de deux hodoscopes multicellulaires (contrôle des trajectoires de particules chargées) pour éliminer, en ligne, la non-annihilation.
En conclusion, sont suggérés les intérêts de l'adjonction d'un tel dispositif dans des expériences où l'on désire étudier des particules de saveur lourde (charme, beauté ?).

ABSTRACT.

This work relates the conception and the realisation of an on-line annihilation trigger for an antiprotons-protons experiment at 100 GeV.
We specify the conditions of running for the European Hybrid Spectrometer (C.E.R.N.) to eliminate on-line with a good efficiency the non-annihilation interactions. We study the use on-line of a Cerenkov multicellular detector (to detect the antiprotons), a hadronic iron-scintillator calorimeter (to detect the antineutrons and neutrons) in association with two multicellular hodoscopes to select the non-annihilation events and to preserve the annihilations.
A suggestion for improvement is to include this trigger in new experiments for charm and beauty search.

TABLE DES MATIERES. Pages

INTRODUCTION.

CHAPITRE 1 : L'APPAREILLAGE ET L'EXPERIENCE $\bar{P}P$. 5

Introduction.

1.1. L'appareillage. 7

1.1.1. La chambre à bulles RCBC. 8
1.1.2. Les deux aimants d'analyse M1 et M2. 10
1.1.3. Mesure de l'impulsion des particules chargées. 11
1.1.4. Identification des particules chargées. 14
1.1.5. Détection et mesure de l'énergie des gammas. 27
1.1.6. Détection et mesure de l'énergie des hadrons neutres. 31
1.1.7. Le système d'acquisition des données. 34

1.2. La procédure d'acquisition de données proposée pour l'expérience $\bar{P}P$. 36

1.2.1. Taux d'acquisition attendu. 37
1.2.2. Le dispositif de déclenchement de l'expérience. 38
1.2.3. Principe de la sélection en ligne des événements d'annihilation. 49
1.2.4. Conclusion. 53

Références.

CHAPITRE 2 : ACCEPTANCE DU SPECTROMETRE. 57

Introduction.

2.1. Choix de l'énergie du faisceau d'antiprotons. 59
2.2. Etude de l'acceptance du spectromètre. 60
2.2.1. Description des programmes utilisés. 64
2.2.2. Optimisation de l'acceptance du spectromètre. 74
2.3. Conclusion. 88

Références. 89

CHAPITRE 3 : DETECTION EN LIGNE DES $\bar{n}$ ET n AVEC LE CALORIMETRE FNC. 91

Introduction.

3.1. Développements des gerbes hadroniques dans le calorimètre FNC. 95

3.1.1. Propriétés générales. Caractéristiques des gerbes hadroniques. 95

3.1.2. Choix d'un plan perpendiculaire à l'axe OX de l'EHS pour représenter le FNC. 101

3.1.3. Etude du signal total S collecté par les cellules du calorimètre FNC. 103

3.1.4. Energie résiduelle déposée dans le calorimètre FNC par les gerbes électromagnétiques. 116

3.1.5. Distributions latérales de l'énergie déposée dans le calorimètre FNC. Effets de l'application d'un seuil. 120

3.1.6. Evaluation du pourcentage de n et $\bar{n}$ non détectés en ligne. 140

3.2. Le système de correspondance cellulaire FNC-FH. 146

3.2.1. Structure cellulaire de l'hodoscope FH. 146

3.2.2. La correspondance cellulaire. Condition de veto. 153

3.2.3. Ambiguïtés dues aux impacts multiples. 156

3.2.4. Souplesse d'utilisation. 156

Références. 157

CHAPITRE 4 : DETECTION EN LIGNE DES $\bar{P}$ AVEC LE CERENKOV FC. 159

Introduction.

4.1. Caractéristiques de fonctionnement du Cerenkov FC pour l'expérience $\bar{P}P$. 162

4.1.1. Choix de l'indice de réfraction n. Calcul des rayons maximums des spots de lumière Cerenkov.

4.1.2. Géométrie des trajectoires des photons Cerenkov. 168

4.1.3. Pourcentages de pions chargés non identifiés par le Cerenkov. 177

4.1.4. Pourcentage attendu de vetos indus des événements d'annihilation. 180

4.2. Le système de correspondance cellulaire FCH-FC-FH. 184

4.2.1. Structure cellulaire de l'hodoscope FCH. 191

4.2.2. Structure cellulaire de l'hodoscope FH. 197

4.2.3. La correspondance cellulaire. Condition de veto. 204

4.2.4. Ambiguïtés dues aux impacts multiples. 208

4.2.5. Souplesse d'utilisation. 210

4.2.6. Effets de l'adjonction de la plaque de blindage devant l'aimant M2. 210

Références. 211

CHAPITRE 5 : EFFICACITE ATTENDUE POUR LE DISPOSITIF. 213

Introduction.

5.1. Taux de sélection en ligne attendus pour l'expérience $\bar{P}P$. 215

5.1.1. Efficacité de rejet en ligne des non-annihilations. 215

5.1.2. Efficacité de sélection en ligne des annihilations 217

5.2. Détermination expérimentale du seuil. 219

5.2.1. Protocole de tests. 220

5.2.2. Déroulement du test et analyse des résultats. 221

CONCLUSION. 225

INTRODUCTION.

L'objet de cette étude est la conception et la réalisation d'un système de sélection en ligne des annihilations $\bar{P}P$ vers 100 GeV et dans le contexte du Spectromètre Hybride Européen installé au Centre Européen de Recherche Nucléaire.

Aux hautes énergies, l'annihilation ne représente qu'une part faible de la section efficace totale $\bar{P}P$: 8 % environ à 100 GeV. Lorsque l'annihilation est l'objet essentiel d'une analyse expérimentale, il est donc très intéressant de rechercher à limiter la prise de données à cette seule catégorie d'interactions. S'il s'agit d'une expérience utilisant une chambre à bulles (ici la chambre à bulles à cyclage rapide RCBC), le nombre de photographies prises peut être réduit d'un facteur important, de même que le temps de traitement sur ordinateur, hors ligne, des données issues des détecteurs formant le spectromètre.

Par ailleurs, certains modèles théoriques utilisant la chromodynamique quantique (Combridge et al, Carlson et Suaya) laissent entrevoir que la production de particules données de saveurs lourdes (particules charmées dans un premier temps) pourrait être privilégiée dans les annihilations. Ainsi le rapport signal sur bruit, pour l'observation de ces particules, serait très nettement supérieur à celui que donnent les interactions $\pi^- P$ ou PP, lorsque l'annihilation $\bar{P}P$ seule est concernée. Une étude est en cours pour tester cette éventualité, qui utilise à la place de la chambre à bulles un détecteur à fibres optiques, permettant une prise de données relativement intensive et une haute résolution expérimentale. A peu de choses près, l'étude présentée ici s'applique à l'usage d'un tel détecteur.

Le premier chapitre est une présentation de l'expérience $\bar{P}P$. On décrit dans une première partie l'appareillage formant le Spectromètre Hybride Européen en précisant les caractéristiques des détecteurs et l'on énonce leurs performances actuelles ou attendues pour ceux en cours de réalisation et de tests. Dans une seconde partie, après avoir calculé les taux d'acquisition de données attendues pour cette expérience, on décrit brièvement le dispositif de déclenchement général déjà existant et dans lequel le dispositif de sélection des annihilations doit être inséré. Puis on définit les détecteurs de particules utilisés par ce dernier, soit :

- un calorimètre à hadrons neutres, associé à un hodoscope, pour la sélection et le rejet des événements de non-annihilation donnant lieu à l'émission vers l'avant d'un antineutron ou d'un neutron.

- un détecteur de type Cerenkov à gaz, auquel on associe deux hodoscopes pour la sélection et le rejet des événements de non-annihilation qui produisent un antiproton rapide.

Le second chapitre est une étude de l'acceptance du spectromètre à l'énergie choisie pour cette expérience. On est ainsi conduit à définir les pouvoirs de courbure des deux aimants d'analyse utilisés dans l'appareillage de façon à maximiser l'acceptance en $\bar{P}$ du Cerenkov tout en conservant une précision expérimentale satisfaisante sur la mesure de l'impulsion des chargés dans l'ensemble du spectromètre.

On analyse dans le troisième chapitre les questions relatives à la détection en ligne des gerbes hadroniques formées dans le calorimètre FNC par les nucléons neutres. Le problème est compliqué par la présence d'un détecteur de photons, le FGD, qui précède le calorimètre hadronique et dans lequel deux gerbes sur trois s'initialisent.
Un hodoscope, nécessairement placé avant le calorimètre électromagnétique, détecte la charge du hadron incident. La structure de

celui-ci doit être conçue de façon à prendre en considération toutes les sources de contrainte : la géométrie des trajectoires des chargés, l'extension des gerbes dans les sections transverses, la nécessité de limiter les ambiguïtés dues aux impacts simultanés d'un nucléon neutre et d'un hadron chargé, la présence du calorimètre électromagnétique et enfin les contraintes de fabrication qui demandent un découpage cellulaire simple.
Une question cruciale est celle de la détermination d'un seuil à appliquer aux signaux provenant du calorimètre hadronique, avant de les envoyer dans la logique digitale prenant la décision. Ce seuil a aussi pour fonction de restreindre l'extension transverse des gerbes perçue par cette logique, de façon à ne pas rendre trop flou le système de correspondance entre les cellules du calorimètre et celles de l'hodoscope.

Le chapitre débute donc par une étude des caractéristiques des développements latéraux et longitudinaux des gerbes en fonction de l'énergie du hadron incident. Ici, un problème particulier est posé par la prise en compte des variations aléatoires que présentent ces développements pour des hadrons d'énergie donnée (fluctuations de gerbes). Enfin, après le traitement des questions précitées, ce chapitre se termine par la formulation de l'expression logique du veto de l'événement lorsqu'un antineutron est détecté.

Le quatrième chapitre est consacré à la deuxième partie du dispositif de sélection. On doit rechercher l'efficacité maximum pour la détection en ligne des antiprotons avec le Cerenkov Avant FC tout en minimisant les vetos indus sur des événements d'annihilation . Ainsi, une étude des performances du détecteur pour l'identification en ligne $\pi / K / P$ montre que le système de correspondance entre, d'une part, les miroirs du détecteur Cerenkov, d'autre part, les cellules des deux hodoscopes l'encadrant, doit éviter au maximum les mésons chargés ne produisant pas suffisamment de lumière Cerenkov.

La structure des hodoscopes doit aussi être établie de façon à limiter les ambiguïtés dues à la présence simultanée d'un $\bar{P}$ et d'un π^- (K^-) dans la même correspondance. On aboutit à l'expression logique du veto des non-annihilations donnant lieu à l'émission vers l'avant d'un $\bar{P}$ détecté par le Cerenkov.

Dans un cinquième chapitre, on répertorie toutes les causes recensées de non détection d'un antiproton ou d'un antineutron. On calculera alors l'efficacité attendue de notre dispositif pour la sélection en ligne des non-annihilations puis on évaluera celle espérée pour la sélection des annihilations. Dans une seconde partie, on analyse les résultats d'un permier test du dispositif qui a pour but la détermination expérimentale du seuil à appliquer aux signaux provenant du calorimètre.

Une conclusion synthétise les performances attendues pour le système de sélection.

CHAPITRE 1 : L'APPAREILLAGE ET L'EXPERIENCE $\bar{P}P$.

Introduction.

Le cadre de cette étude est celui du Spectromètre Hybride Européen utilisé pour l'analyse des annihilations $\bar{P}P$ vers 100 GeV (70 à 130 GeV).
Le qualificatif Hybride est dû au fait que l'on y utilise d'une part une chambre à bulles, d'autre part un ensemble de détecteurs électroniques associés qui constituent le spectromètre proprement dit. Ici, la chambre, qui est aussi le détecteur de vertex d'interaction est la chambre à bulles à cyclage rapide RCBC.
Le spectromètre se compose de deux étages d'analyse spatialement délimités par deux aimants M1 et M2 distants d'environ 17,5 m suivant la direction du faisceau incident.

Les appareils sont distribués linéairement sur une longueur d'environ 40 m. L'origine du référentiel que l'on associe au spectromètre EHS est le centre du volume fiduciel de la chambre à bulles.
- L'axe OX est défini par la direction du faisceau avant l'entrée dans le champ magnétique de l'aimant M1. Son sens est celui de la propagation des particules incidentes.
- L'axe OY est l'axe vertical, sens de bas en haut.
- L'axe OZ forme le troisième axe du référentiel qui est choisi direct.

La disposition dans le plan XOY des différents détecteurs est présentée sur la figure 1-1.
Le premier étage du spectromètre est destiné à l'identification et à la mesure des particules de faibles et moyennes impulsions $P \leqslant$ 20 GeV/c environ.
Le second étage du spectromètre doit permettre la mesure et l'identification des particules d'impulsion supérieure à 20 GeV/c environ.

Chaque étage dispose :

- de trois chambres planes à dérive (complétées par 2 chambres à fils W_0 et W_2 pour le premier étage). L'ensemble est utilisé pour reconstruire les trajectoires de particules chargées.

- de détecteurs destinés à l'identification des particules chargées (séparation $\pi / K / P$).

- d'un calorimètre qui mesure l'énergie des photons afin de reconstituer celle des mésons.

- d'un calorimètre à hadrons neutres.

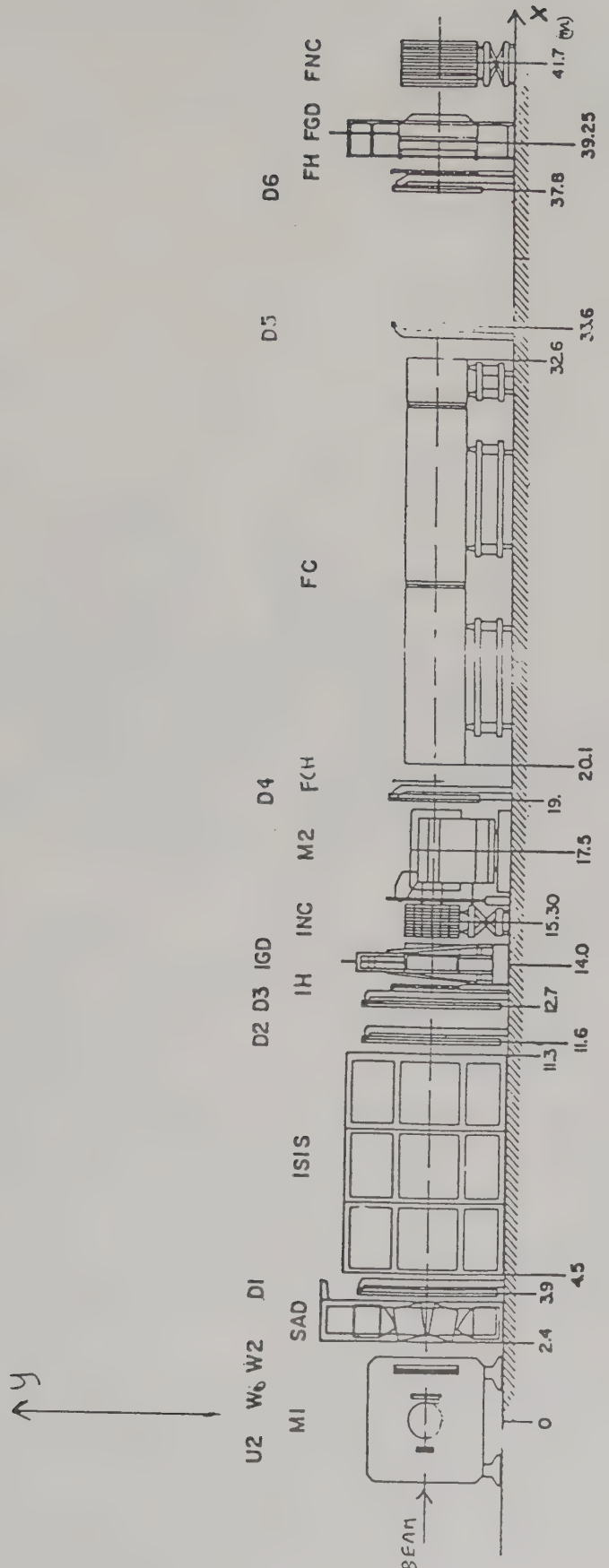


FIGURE 1-1 : Coupe dans le plan XOY du Spectromètre Hybride Européen utilisé par l'expérience $\bar{P}p$.

1.1. L'appareillage.

1.1.1. La chambre à bulles RCBC.

La chambre RCBC, emplie d'hydrogène, est située dans l'entrefer de l'aimant M1 (voir figure 1-2).
Ses caractéristiques essentielles sont les suivantes :

- diamètre : 80 cm
- profondeur : 40 cm
- taux de cyclage : 30 Hertz
- temps de sensibilité de la chambre à 30 Hertz : 0,5 ms
- angle de sortie dans le plan de dispersion : $\pm$ 30° (calculé à partir du centre de la chambre)
- angle de sortie dans le plan horizontal : $\pm$ 18°
- probabilité d'interaction due aux fonctions de la chambre : 0,04.

Le volume fiduciel de cette chambre est un cylindre de 50 cm de diamètre sur 40 cm de profondeur. Le diamètre des bulles est de l'ordre de 300 μm. Une mesure de leur densité linéaire pourra fournir une information sur la nature des particules. A partir de la mesure des photographies et en prenant en compte les caractéristiques de l'aimant M1, nous y attendons une résolution expérimentale inférieure à 1 % pour des particules chargées d'impulsion inférieure à 2 GeV/c. Entre deux prises de photos successives, le système de caméras impose un temps mort de 66 ms.

1- mécanisme hydraulique
2- piston en plastique
3- volume actif : 250 litres
4- fenêtre optique principale
5- enceinte à vide
6- bobine supraconductrice de l'aimant
7- système de contrôle de la température
8- support en fer

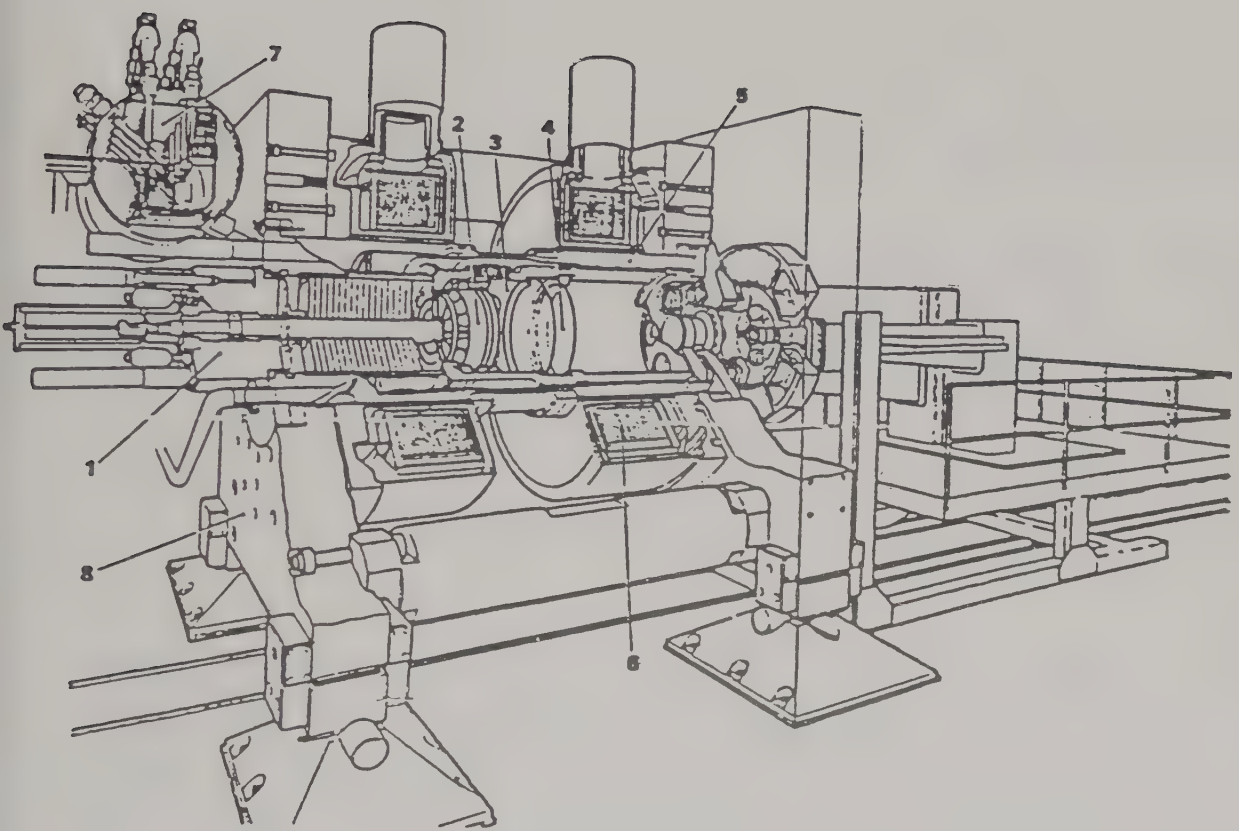


FIGURE 1-2 : Perspective cavalière du système composé de la chambre à bulles RCBC et de l'aimant M1.

1.1.2. Les deux aimants d'analyse M1 et M2.

1.1.2.1. L'aimant M1.

L'aimant est constitué de deux bobines cylindriques indépendantes de rayon interne 80 cm et de rayon externe 120 cm. On utilise la technique des supraconducteurs. Le fluide cryogénique est l'hélium. Le support qui maintient les bobines est formé par deux plaques de fer de surface (360 x 360) cm^2 reliées entre elles par 4 tubes cylindriques de 55 cm de diamètre. La masse de l'ensemble (150 T) permet l'absorption des forces dynamiques et des vibrations provoquées par le système d'expansion de la chambre à bulles.
Un courant de valeur nominale de 4000 A parcourt les bobinages et on a ainsi un champ magnétique (assimilable en première approximation à un champ solénoïdal) de l'ordre de 3 Tesla dans la région centrale. Le pouvoir de courbure moyen est alors de 6 Tesla-mètres.

Cette valeur permet, dans le cas de faisceaux d'impulsions comprises entre 200 et 400 GeV (énergies du SPS), une mesure de l'impulsion des particules chargées jusqu'à 30 GeV/c. L'acceptance géométrique à l'entrée du spectromètre est délimitée par les angles d'ouverture arrière de l'aimant :

145° dans le plan de déflexion
$\pm$ 18° dans le plan horizontal.

1.1.2.2. L'aimant M2.

Un second aimant est situé à 17,5 m de l'origine du référentiel de l'EHS. L'intensité nominale du courant parcourant les bobines de l'aimant M2 est 1000 A et correspond à un champ magnétique de 1,5 Tesla dans la région centrale de l'aimant. Le pouvoir de courbure correspondant est de 3,3 Tesla-mètres. Un trou central (entrefer de l'aimant) de (0,7 x 1) m^2 permet le passage des particules rapides et délimite l'acceptance géométrique à l'entrée du second étage d'analyse du spectromètre.
Avec ces caractéristiques, on espère pouvoir mesurer dans le second étage d'analyse du spectromètre, l'impulsion de particules chargées dans la région de moyenne et forte impulsions ($p \geqslant$ 20 GeV/c environ).

1.1.3. Mesure de l'impulsion des particules chargées dans le spectromètre.

Le dispositif de mesure de l'impulsion des chargés est constitué :

- pour le premier étage par deux chambres à fils W_0 et W_2 suivies de 3 chambres à dérive : D1, D2, D3.
- pour le second étage par trois chambres à dérive : D4, D5, D6.

1.1.3.1. Les chambres à fils W_o et W_2

Les chambres à fils W_o et W_2 sont situées juste derrière la chambre à bulles (à + 0,9 m et + 1,51 m respectivement suivant l'axe OX) et sont un auxiliaire important de celle-ci pour la mesure de l'impulsion des particules chargées entre 1 et 5 GeV/c environ. Elles servent aussi à préciser si les particules détectées proviennent directement du vertex primaire d'interaction ou sont issues d'interactions secondaires dans les fenêtres de la chambre à bulles.

W_o et W_2 sont, en fait, des chambres planes proportionnelles possédant respectivement 1400 et 1600 fils sensibles répartis dans trois plans parallèles. La section droite transverse couverte par W_o (resp W_2) est de (0,6 x 1,1) m^2 (resp 1,0 x 2,1)m^2. L'orientation de chaque plan de fils est définie par l'angle que forme la direction des fils avec l'axe vertical (OY). Pour chaque chambre, les orientations sont : 0°, 45°, 90° et ont été étudiées de façon à minimiser les ambiguïtés sur la mesure de la position de la trace dans le plan YOZ.
Le rayon de sensibilité de chaque fil est de 2 mm. La précision attendue sur la mesure de la position est de $\pm$ 1 mm. Suivant la direction 0°, on espère résoudre deux traces voisines distantes entre elles de 2 à 4 mm.

La récente expérience NA 27 montre que le fonctionnement de ces détecteurs est conforme aux prévisions et que, en conséquence, l'ordre de grandeur des performances attendues devrait être respecté.

1.1.3.2. Les chambres à dérive D1, D2, D3.

Les trois chambres à dérive D1, D2, D3 sont identiques et sont destinées à la mesure des chargés de moyenne impulsion ($P \leq$ 20 GeV).
Suivant OX, leurs abscisses respectives sont :
+ 3,98 m, + 11,81 m, + 12,66 m.
Chaque chambre couvre une section droite transverse de (2 x 4) m^2 et possède 1 336 fils sensibles répartis dans 4 plans parallèles.

Les orientations de ceux-ci sont : 106,67°, 95,70°, 84,30°, 73,33°. Cette configuration, appelée géométrie en papillon (Butterfly) permet d'espérer une minimisation des ambiguïtés sur la position des traces dans le plan YOZ, en comparaison avec ce que donnerait la géométrie usuelle YUVY. En outre, la précision (σ_y et σ_z) sur la mesure de la position de la trace de la particule chargée est améliorée et devrait être de $\pm$ 500 μm .

1.1.3.3. Les chambres à dérive D4, D5, D6.

Les trois chambres à dérive D4, D5, D6 constituent le dispositif de mesure de l'impulsion des particules chargées dans le second étage du spectromètre (impulsion $>$ 20 GeV/c environ). Elles sont de construction identique et sont situées aux abscisses respectives + 19,01 m, + 33,60 m, + 39,80 m (voir figure 1-1). Chaque chambre présente une section droite (perpendiculaire à l'axe OX de l'EHS) de (0,8 x 2) m^2.
498 fils sensibles sont répartis dans 4 plans. Dans chaque plan, l'orientation des fils suit une configuration en papillon identique à celle définie pour les chambres à dérive du premier

étage D1, D2, D3. La résolution entre deux impulsions est d'environ 30 ns. Ceci correspond à la séparation spatiale de deux traces distantes d'environ 1,5 mm.
La précision attendue sur la reconstruction de la trace est de l'ordre de $\pm$ 500 μm .

La figure 1-3 représente l'évolution attendue de l'incertitude relative $\frac{\Delta P}{P}$ de mesure de l'impulsion des particules chargées en fonction de cette impulsion, dans le cas de pouvoir de courbure égal à 6 Tesla-mètres pour M1 et à 3,3 Tesla-mètres pour M2.
Cette évaluation est issue de la proposition d'expérience (réf. 1-1) et a été faite à partir de programmes de Monte-Carlo et de simulations. Il a été tenu compte de la précision de mesure espérée avec la chambre à bulles ainsi qu'avec les chambres à dérive du premier et du deuxième étages.
Pour l'expérience $\bar{P}P$, le pouvoir de courbure moyen de M1 utilisé sera de 4,5 Tesla-mètres (voir chapitre 2).
Pour le premier étage, l'incertitude de mesure sera donc en moyenne multipliée par un facteur $\frac{6}{4,5} = 1,33$
(1,20 en moyenne pour le second étage).

L'ensemble de chambres à dérive a été utilisé pendant la première phase de l'expérience NA 27. Bien que les différents éléments aient fonctionné de façon globalement satisfaisante, on doit signaler plusieurs incidents avec les chambres D1, D2, D3, en particulier, la rupture d'un plan de fils sur D1.

1.1.4. Identification des particules chargées.

Trois détecteurs ont pour rôle l'identification des particules

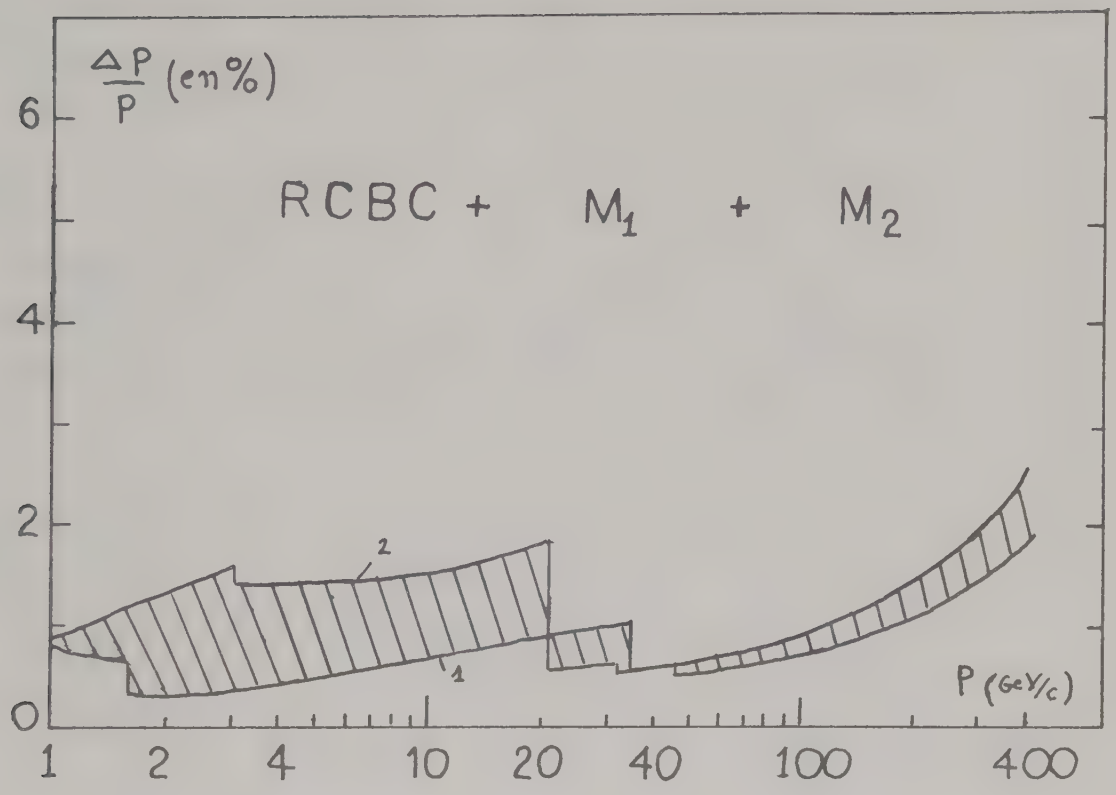


FIGURE 1-3 : Erreur relative sur l'impulsion des particules chargées pour l'ensemble du spectromètre et pour un pouvoir de courbure de M1 de 6 Tesla-mètres (3,3 Tesla-mètres pour M2).

La courbe 1 (resp 2) correspond aux interactions situées suivant OX au début (resp à la fin) du volume fiduciel.
La zone hachurée correspond aux particules provenant d'interactions dans le volume fiduciel.

chargées :

- un ensemble de Cerenkov à Aérogel SAD (Silica Aerogel Detector) est situé à l'abscisse + 2,25 m suivant l'axe de l'EHS. Il forme un dispositif essentiel pour l'identification des chargés dans le domaine de 1 à 3 GeV. Il sera dans ce rôle associé à la chambre à bulles et aux chambres à fils W_0 et W_2.

- Une chambre à dérive et à mesure d'ionisation ISIS (Identification of Secondary Particles by Ionisation Sampling) est située entre les chambres à dérive D1 et D2 et doit permettre l'identification ($\pi / K / P$) des particules d'impulsion inférieure à environ 60 GeV/c. (70 GeV/c pour les $\bar{P}$, 50 GeV/c pour les $K^{\pm}$).

- On dispose pour identifier les particules rapides ($p \geqslant$ 20 GeV/c) émises vers l'avant d'un détecteur de type Cerenkov à gaz FC (Forward Cerenkov) qui est situé au milieu du second bras de levier du spectromètre (derrière D4).

1.1.4.1. Les SAD.

Les compteurs de type Cerenkov à aérogel forment un ensemble de 18 modules. Chaque module couvre une aire de 55,33 cm^2. Ils sont remplis d'aérogel sur une longueur de 15 cm. Un système de miroirs collecte la lumière Cerenkov produite sur des photomultiplicateurs (voir figure 1-4 a). L'index de réfraction de l'aérogel est n = 1,03. Les seuils d'émission de lumière correspondants sont les suivants :

$\pi^{\pm}$: 0,56 GeV/c
$K^{\pm}$: 2,0 GeV/c
p : 4,0 GeV/c

Dans ces conditions, il est attendu une collection de plus de

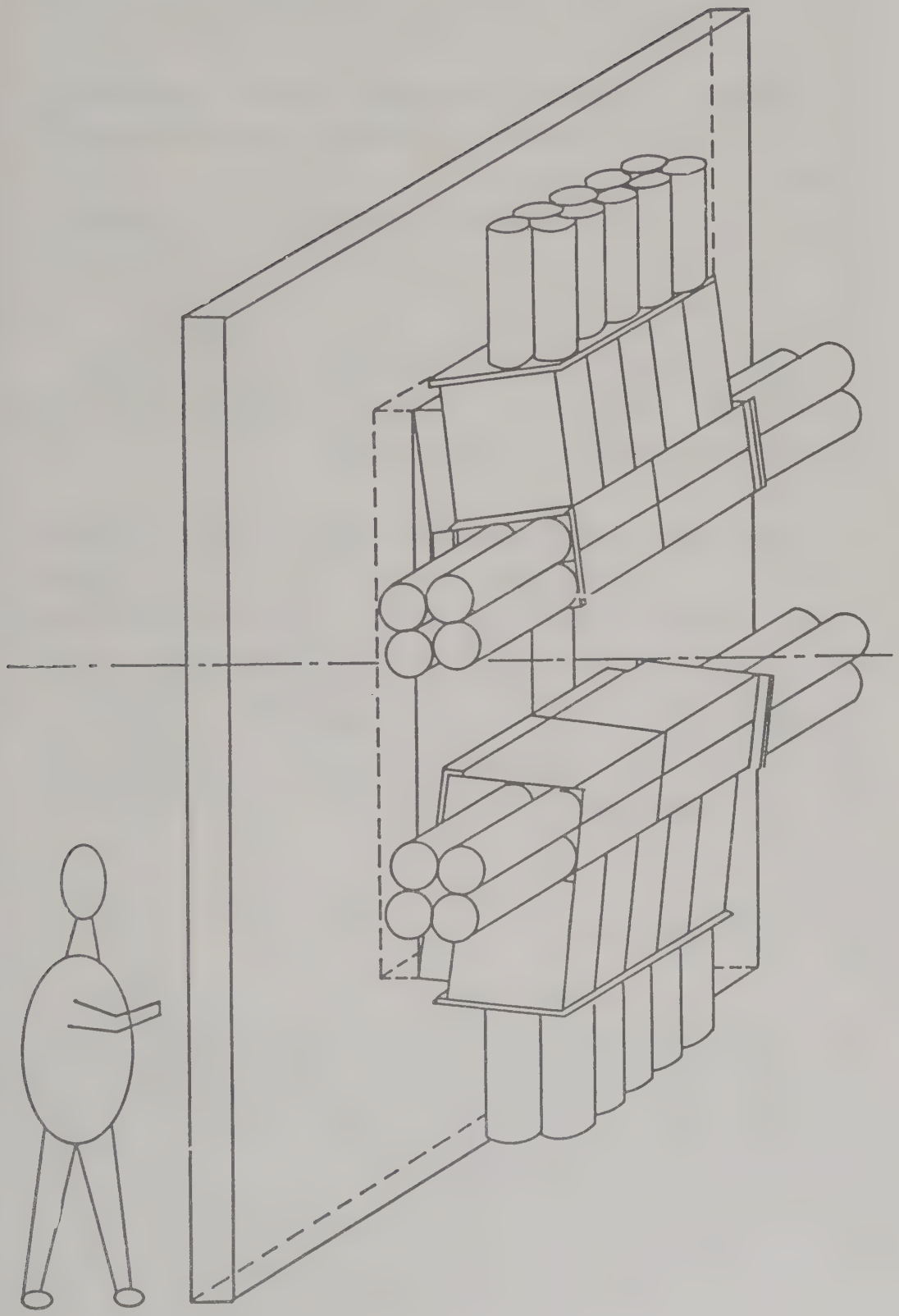


Figure 1-4 a : Vue en perspective du système cellulaire des Cerenkov SAD.

6 photoélectrons après traversée d'un module (15 cm d'aérogel) par un pion de 1,4 GeV/c.

La référence 1-3 fournit les résultats d'un test expérimental qui a utilisé un prototype de cellule du Cerenkov d'épaisseur d'aérogel 13,5 cm.
Ce prototype a été placé perpendiculairement à la direction d'un faisceau de pions de 1,4 GeV. On a fait varier la position de l'impact des particules sur la surface frontale de la cellule en suivant la direction du grand côté du rectangle.
La figure 1-4 b indique une relative stabilité du nombre de photoélectrons collectés (de l'ordre de 5,4 photoélectrons par particule) lorsque cette particule varie.

Les Cerenkov SAD couvrent une aire frontale de (264 x 115) cm^2 à laquelle il faut retrancher un trou de (80 x 115) cm^2 permettant le passage des particules rapides. L'acceptance géométrique attendue des SAD conduit à estimer que (référence 1-1) 75 % des particules chargées secondaires d'impulsion inférieure à 5 GeV/c traversent ce détecteur (références 1-2, 1-3, et 1-4) pour le pouvoir de courbure de M1 de 6 Tesla-mètres. Cette acceptance sera réexaminée au chapitre 2.

1.1.4.2. Le détecteur ISIS.

ISIS est une grande chambre à dérive de 7 m de longueur, 6,5 m de hauteur, 3,3 m de largeur. Le volume fiduciel de cette chambre présente une section frontale de 4 m de hauteur sur 1,8 m de largeur et a une longueur de 5,12 m.

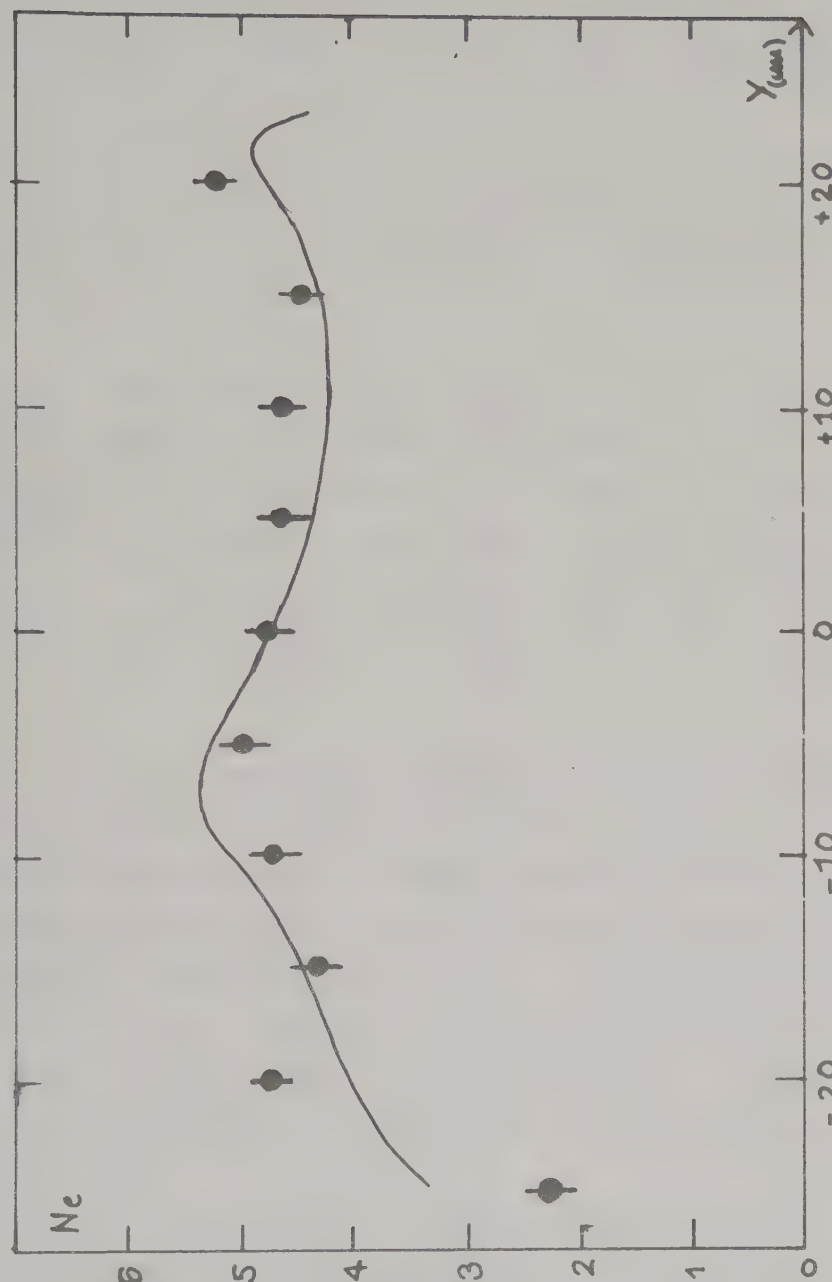


FIGURE 1-4 b : Evolution du nombre de photoélectrons attendus dans une cellule prototype des Cerenkov SAD en fonction de la position (suivant l'axe longitudinal) de l'impact de la particule du faisceau dans le plan frontal de la cellule.

Un plan horizontal de fils parallèles sépare ce volume en deux espaces égaux permettant la dérive des électrons produits par l'ionisation du mélange gazeux sur le passage d'une particule chargée. La distance de dérive (suivant la direction verticale) est de 2 m. Deux électrodes horizontales (figure 1-5 a) situées de part et d'autre du volume fiduciel, parallèles au plan de fils, sont portées à une tension pouvant aller jusqu'à 200 kV (les tests expérimentaux ont montré que 100 kV est suffisant).

Le champ de dérive est sensiblement uniforme (à 0,1 % près réf. 1-4) jusqu'à des valeurs supérieures à 1 kV/cm. 640 fils de cathode sont tendus dans le plan de fils. 640 fils d'anode parallèles aux fils de cathode sont utilisés pour la collecte des électrons produits.
Les fils d'anode sont groupés deux à deux. On dispose donc de 320 canaux.

Le mélange gazeux (80 % d'argon et 20 % de CO2) permet un gain de 10^4 sur le nombre d'électrons de dérive collectés par rapport au nombre d'électrons produits par l'ionisation du gaz sur le passage de la particule. La vitesse de dérive des électrons est de 4 cm/ µs . Pour 200 kV, le temps nécessaire au parcours de la distance maximum de dérive (2 m) est de 50 µs . Ceci définit l'intervalle de temps pendant lequel la chambre est laissée sensible au passage des particules.

Avec ISIS on dispose de deux informations :

- la reconstruction de la projection de la trace dans le plan XOY (figure 1-5 b). La mesure du temps entre l'instant où est déclenchée (par un signal externe) ISIS et l'instant où les impulsions sont collectées permet de calculer le temps de dérive des électrons pour chaque canal. On reconstruit (figure 1-5 b) une image de la trace dans le plan XOY.

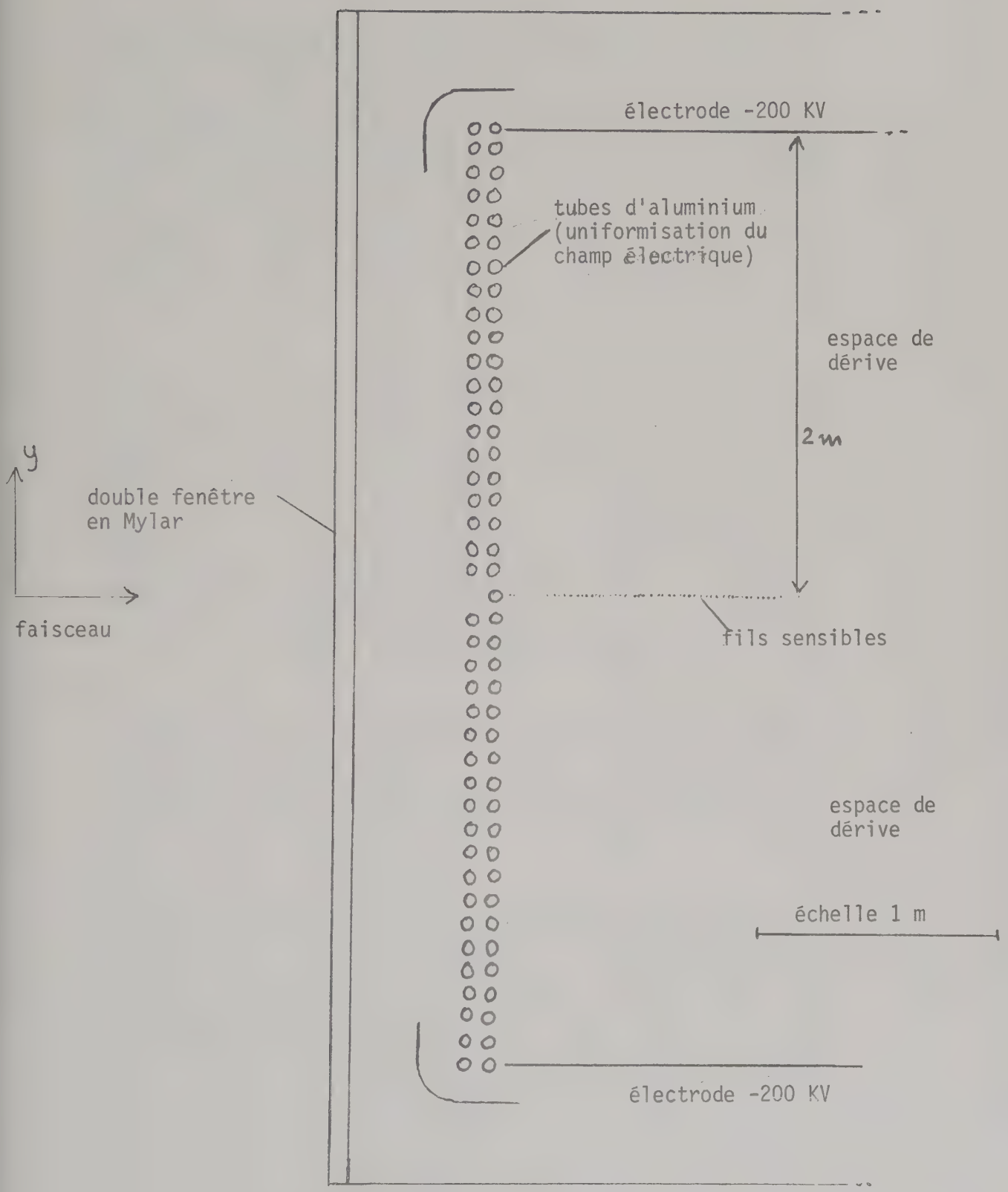


FIGURE 1-5 a : Coupe partielle de ISIS dans le plan XOY.

- L'identification des particules chargées par mesure d'ionisation. La mesure de la hauteur des signaux conduit à un calcul de la densité linéaire d'ionisation du gaz sur le passage d'une particule chargée. Cette densité est fonction de la nature et de l'impulsion de cette particule : lorsqu'on connaît l'impulsion de cette dernière (à partir des informations obtenues avec les chambres à fils et les chambres à dérive), on peut alors espérer l'identifier (lors de l'analyse hors ligne).

Les données, recueillies pendant les 50 μs de temps de sensibilité de la chambre, sont provisoirement stockées dans un registre de mémoire propre à ISIS de capacité 20 kilomots. Dans un deuxième temps, celles-ci sont transférées vers l'ordinateur (Norsk 100) événement par événement.
A raison de 2 mots par trace (temps de dérive et intégrale du signal) et par canal, ISIS a l'importante caractéristique de pouvoir analyser pour un même événement jusqu'à 30 traces : (320 x 2 x 30) mots stockés en mémoire.

Le détecteur est conçu pour identifier : (voir figure 1-6) :

- les protons entre 5 et 70 GeV avec une efficacité de 0,90
- les $K^{\pm}$ entre 3 et 50 GeV avec la même efficacité (référence 1-1).

Les résultats de l'expérience NA 16 qui utilise une version préliminaire d'ISIS (80 fils utiles) étaient encourageants : 99,5 % des traces qui entrent dans la fenêtre avant du détecteur sont reconstruites correctement et on résoud deux traces voisines distantes de plus de 10 mm suivant YY'.

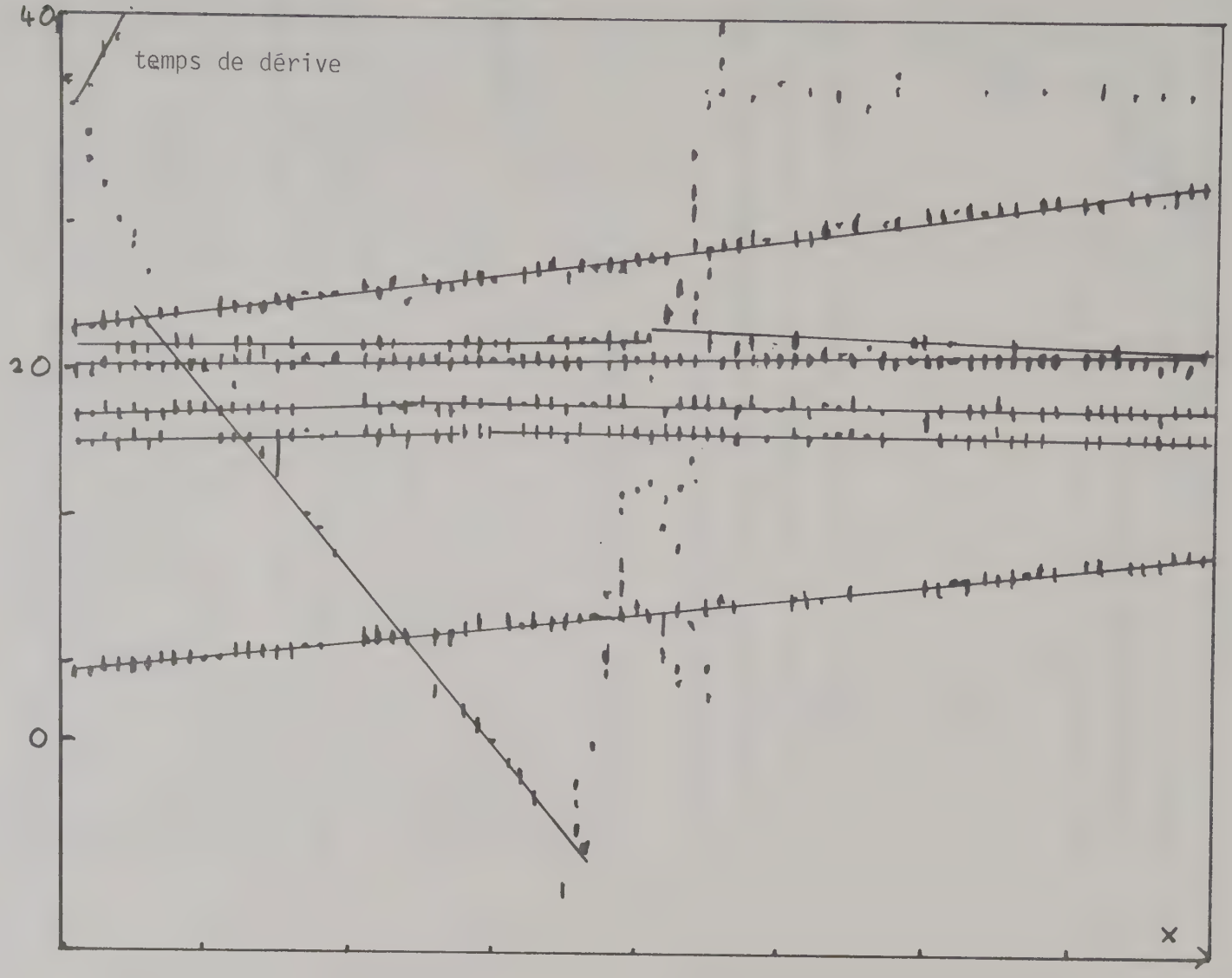


FIGURE 1-5 b : Exemple de reconstruction de traces avec ISIS.

La récente expérience NA 27 qui utilise la version définitive d'ISIS (280 fils utiles en moyenne sur 320) confirme ces performances et laisse prévoir une capacité de séparation en accord avec les prévisions : une première analyse (encore partielle) de la hauteur des impulsions tend à montrer que les performances du détecteur telles qu'elles sont présentées sur la figure 1-6 seront sensiblement respectées.

1.1.4.3. Le Cerenkov Avant FC.

Le détecteur FC est un élément important du dispositif de sélection en ligne des annihilations. Nous en présentons ici une première description qui sera complétée dans la suite de l'exposé, en particulier au chapitre 4.

Le corps du détecteur est constitué par un réservoir en aluminium de forme parallélépipédique. La section droite transverse du volume fiduciel est de (1 x 2) m^2. La longueur du réservoir est de 12,5 m dans sa version standard mais peut être réduite à une version 6,25 m.
La longueur du volume fiduciel est de 12 m environ (version standard) et est limitée en aval par un ensemble de 14 miroirs sphériques dont les sommets sont dans un plan situé à l'abscisse moyenne + 32 m (suivant l'axe OX de l'EHS). Le rayon des sphères est de 2 m.
Les miroirs couvrent la section droite transverse du volume fiduciel (1 x 2) m^2. Chaque miroir réfléchit la lumière Cerenkov vers une photocathode de diamètre 6,5 cm qui est située dans le plan focal du miroir soit à une distance approximative de 1 m du centre de la sphère des miroirs.

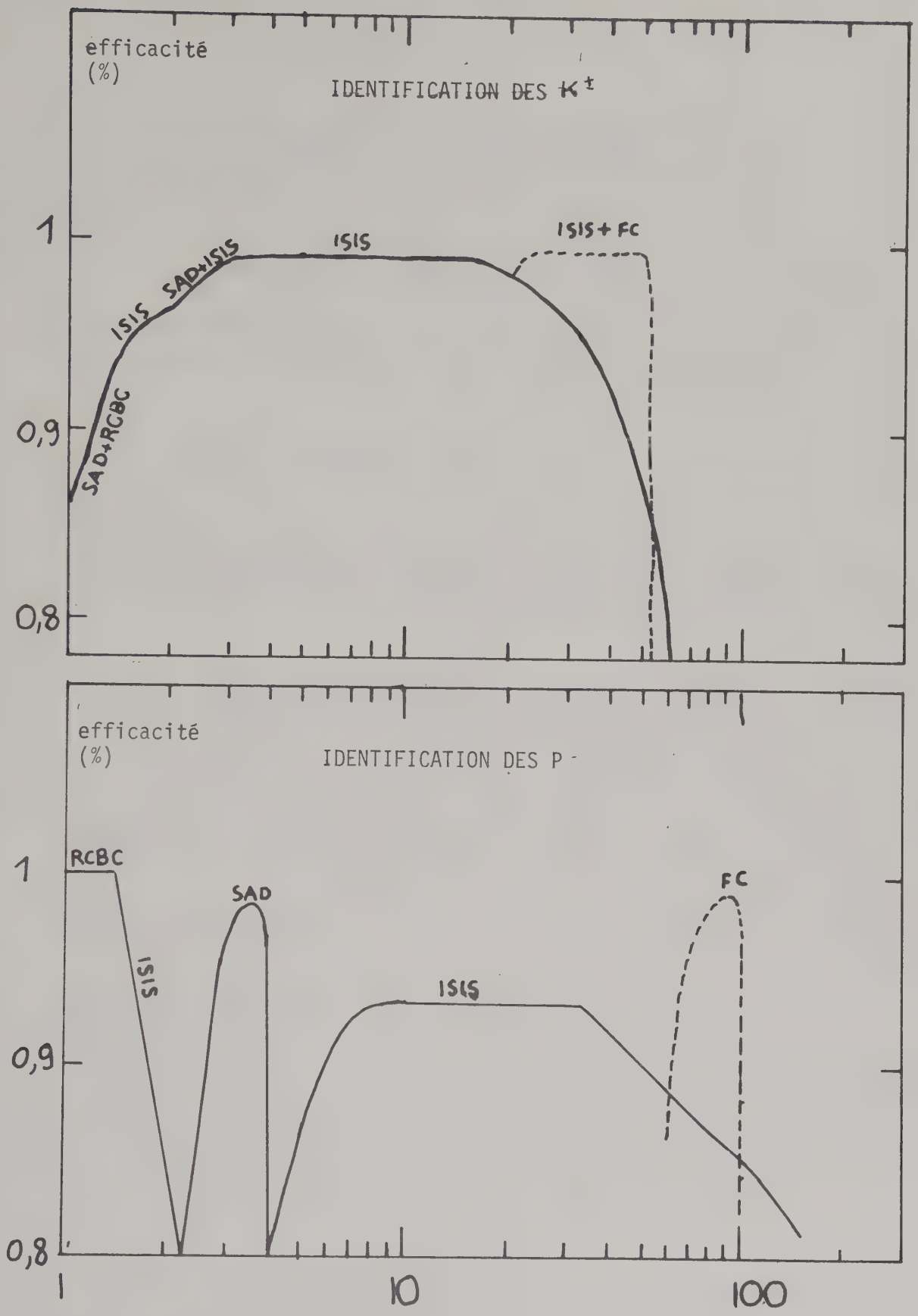


FIGURE 1-6 : Identification des particules chargées par les détecteurs de l'EHS.

Le volume fiduciel du réservoir est rempli d'un mélange gazeux (He et N_2). La valeur de l'indice de réfraction dépend des proportions du mélange et des conditions thermodynamiques de fonctionnement (température et pression ajustables. n - 1 peut être choisi entre 17.10^{-6} et 250.10^{-6}.
La valeur de l'indice ($n-1 = 44.10^{-6}$) pour l'expérience $\bar{P}P$ ici considérée est choisie dans la seconde partie du chapitre et les conditions de réalisation au chapitre 4.

On définit pour cet appareil 14 facteurs de mérite K_{ij} correspondant aux 14 miroirs. Dans le calcul de chaque facteur de mérite, on tient compte du coefficient d'absorption des photons dans le mélange gazeux mais aussi du coefficient de réflexion du miroir considéré.

L'information provenant des 14 photocathodes est lue, après digitalisation par des convertisseurs analogiques digitaux, via un système CAMAC. Elle est ensuite transférée vers la mémoire de l'ordinateur Norsk 100 associée à l'ensemble de l'EHS.

- La longueur totale de radiation du Cerenkov est $0{,}046\,\lambda_r$ (en incluant les fenêtres du réservoir).
- La probabilité de collision dans le détecteur est de 0,018.

On a reporté sur la figure 1-6, les performances attendues pour l'identification des particules chargées par le Cerenkov FC dans le cadre d'une version de 6,25 m et de l'indice $n-1 = 44.10^{-6}$ choisi pour l'événement $\bar{P}P$. On doit cependant noter que nous utiliserons en fait la version 12 m du réservoir (voir chapitre 4) et que la question des performances sera réexaminée (voir aussi la 2ème partie de ce chapitre).

Avec ISIS d'une part, le FC d'autre part, on attend pour l'identification des antiprotons d'impulsion supérieure à 10 GeV/c un niveau de confiance supérieur à 90 % pour l'expérience $\bar{P}P$ ($P_{\bar{P}} \leqslant$ 100 GeV/c).

1.1.5. Détection et mesure de l'énergie des gammas.

Un calorimètre utilisant la technique du verre au plomb est situé derrière la dernière chambre à dérive de chaque étage d'analyse du spectromètre (revoir la figure 1-1).

1.1.5.1. Le détecteur IGD

Le détecteur de Gammas IGD (Intermediate Gammas Detector) est positionné à 14 m de l'origine du référentiel de l'EHS.

Une matrice de 832 cellules couvre une section droite transverse de 2 m^2 environ. Cette surface est limitée extérieurement par un rectangle de (160 x 150) cm^2 et intérieurement par un trou rectangulaire de (40 x 80) cm^2 de section. Ce trou permet le passage des particules rapides. Chaque cellule est formée d'un bloc de verre au plomb parallélépipédique de (5 x 5 x 42)cm^3. L'information recueillie dans chaque cellule par un photomultiplicateur est digitalisée par un convertisseur Analogique Digital et transférée via un système CAMAC vers l'ordinateur Norsk 100.

Avec ce calorimètre et dans la gamme d'énergie correspondant au premier étage (de 1 à 20 GeV/c environ), l'incertitude relative sur l'énergie mesurée des photons est exprimée par la relation semi-empirique :

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0,2}{\sqrt{E_\gamma}} + 0,04 \qquad (E_\gamma \text{ exprimée en GeV}).$$

issue de la référence 1-6.

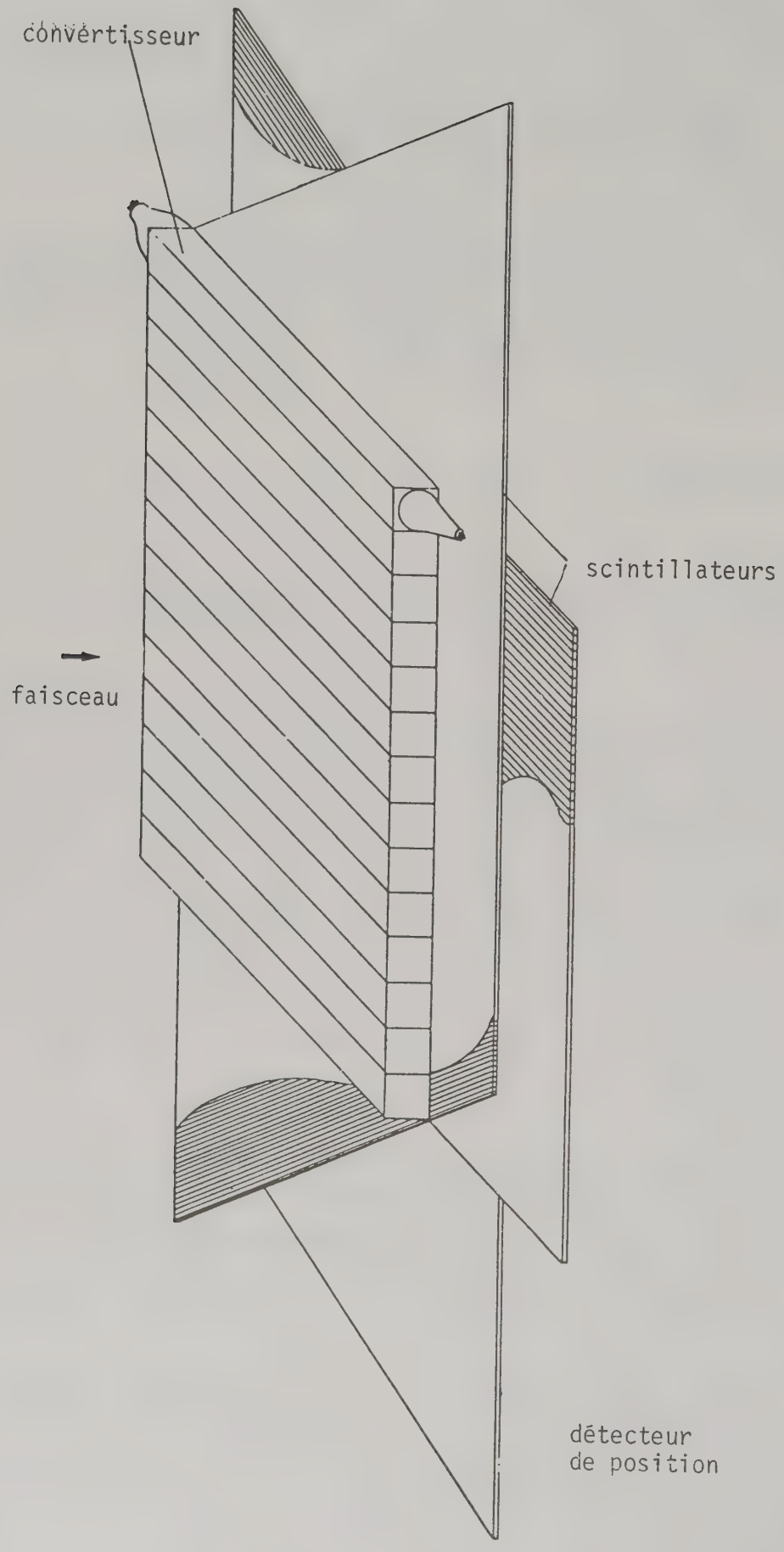


FIGURE 1-7 : Vue schématique de la disposition du convertisseur et du détecteur de vertex du calorimètre FGD

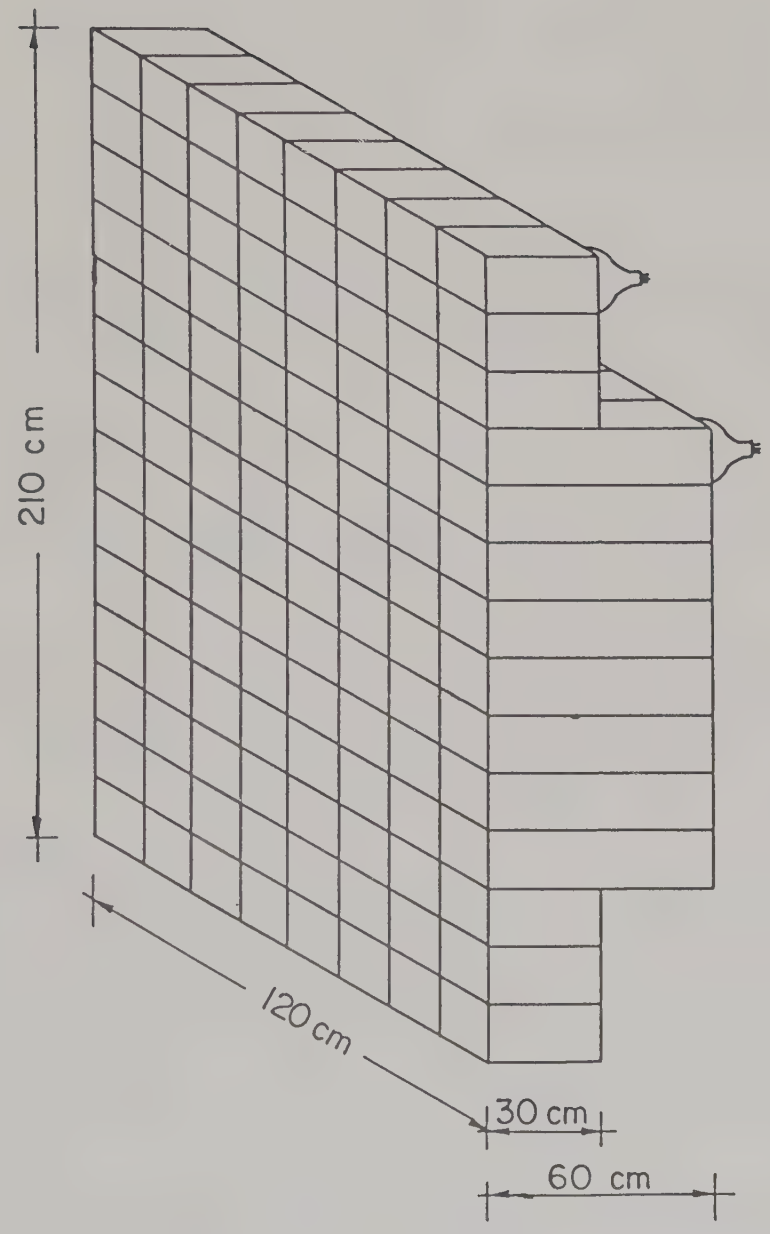


FIGURE 1-8 : Vue schématique de la partie absorption du calorimètre FGD.

Dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'EHS, on espère pouvoir séparer les impacts de deux photons issus d'un même événement si la distance séparant ces impacts est supérieure à environ 10 cm.

1.1.5.2. Le détecteur FGD.

Le calorimètre FGD est situé à l'abscisse moyenne + 39,25 m suivant la direction OX de l'EHS. Il est constitué de trois parties accolées :

- un convertisseur (figure 1-7) formé d'un ensemble de 14 barres rectangulaires en verre au plomb de (15 x 120) cm^2 de section sur 15 cm de longueur. Les deux extrémités des barres sont reliées à des photomultiplicateurs.

- l'absorbeur est constitué d'une matrice de (8 x 14) cellules parallélépipédiques de (15 x 15) cm^2 de section sur une longueur de 60 cm dans la région centrale et 40 cm dans la région externe du plan matriciel (figure 1-8).
Chaque cellule est reliée à l'arrière à un photomultiplicateur.

- Un système de trois plans de compteurs à scintillateurs (voir la figure 1-7) est placé entre le convertisseur et l'absorbeur. On espère reconstruire avec ce dispositif la position (dans le plan YOZ) du vertex d'initialisation des gerbes (dans le convertisseur) avec une précision de l'ordre de $\pm$ 2 mm.

Pour des photons d'énergie supérieure à 20 GeV/c (2ème étage du spectromètre), l'incertitude relative attendue sur la mesure d'énergie avec ce calorimètre est :

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0,10}{\sqrt{E_\gamma}} + 0,015 \qquad (E_\gamma \text{ exprimée en GeV})$$

1.1.6. Détection et mesure de l'énergie des hadrons neutres.

Un calorimètre à hadrons neutres utilisant la technique fer-scintillateur constitue le dernier détecteur (suivant l'axe OX de l'EHS) de chaque étage du spectromètre. Les calorimètres ont été installés et testés dans le courant de l'été et de l'automne 1982 et nous n'avons pas encore d'informations suffisamment précises sur leurs performances réelles. Nous étudierons au chapitre 3 les caractéristiques attendues pour le calorimètre FNC qui est un élément essentiel du dispositif de sélection en ligne des événements d'annihilation.

1.1.6.1. Le calorimètre FNC.

Le calorimètre FNC (Forward Neutral Calorimeter), chargé de détecter les hadrons neutres émis vers l'avant, est situé à l'abscisse + 41,70 m environ suivant l'axe OX de l'EHS (figure 1-1).

Il est constitué de 200 cellules couvrant une section droite transverse de 150 x 300) cm^2.
Chaque cellule est formée par un ensemble de plaques de fer et de plaques de scintillateur de (15 x 15) cm^2 de section transverse. La figure 1-9 présente la structure fer-scintillateur de 16 unités. Les plaques de fer de 5 cm d'épaisseur alternent avec les plaques de scintillateur de 2 cm d'épaisseur. La longueur totale d'une cellule est de 125 cm (la longueur totale de fer étant de 80 cm).
Sur la figure 1-9, on a représenté la disposition du guide de lumière. C'est un cylindre de 20 mm de diamètre sur 120 cm de longueur qui traverse longitudinalement les plaques.

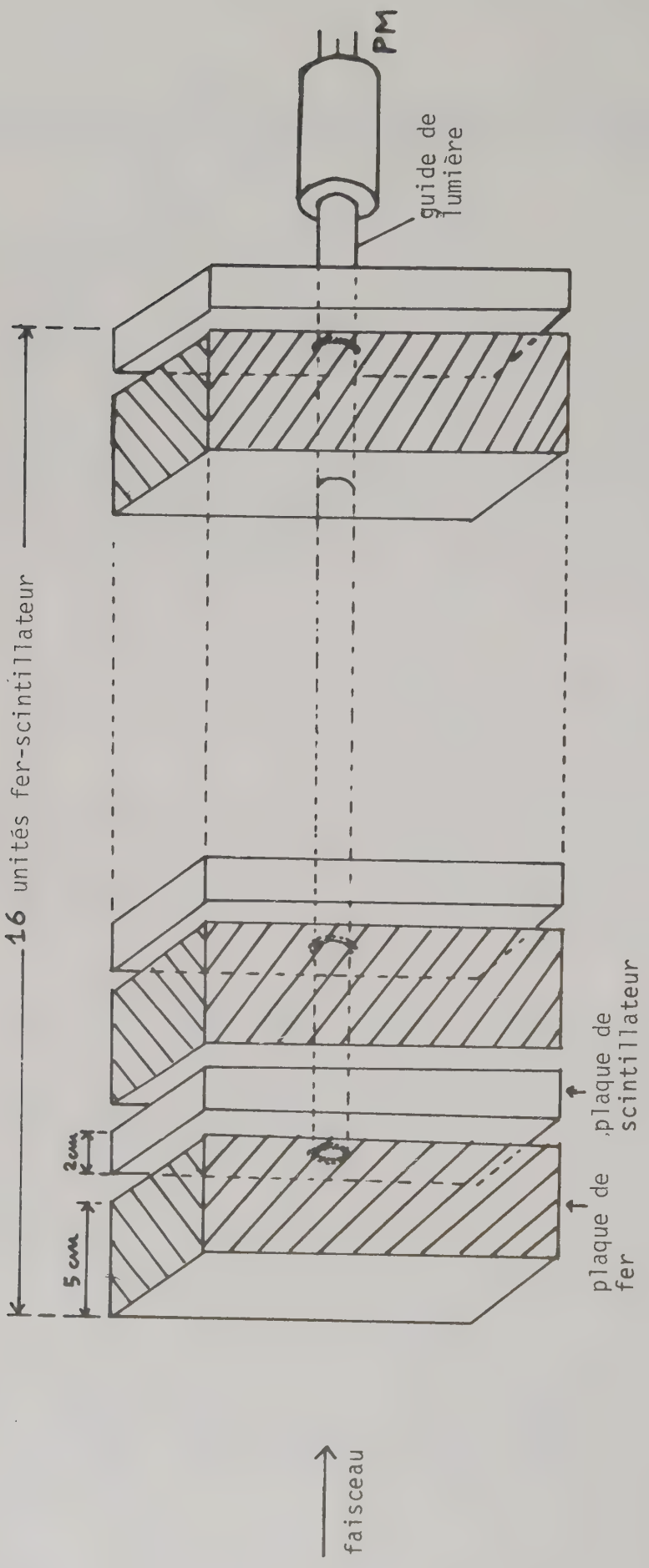


FIGURE 1-9 : Vue schématique d'une cellule du calorimètre FNC.

Les plaques de scintillateur sont séparées du guide de lumière par une pellicule d'air. Il n'y a donc pas de photons transmis depuis le guide de lumière vers les scintillateurs. A chaque cellule est associé un photomultiplicateur (figure 1-9). Le signal de sortie anode de chaque photomultiplicateur est digitalisé (utilisation de convertisseurs analogiques digitaux) en 1 µs environ.

Lors de l'analyse, ou pourra espérer reconstruire l'impact de la trajectoire d'une particule dans le plan transverse du calorimètre en analysant les amplitudes des signaux provenant de plusieurs cellules jointives. La précision espérée est de l'ordre de 1 à 2 cm sur la position de cet impact (réf. 1-1).

1.1.6.2. Le calorimètre INC.

Le calorimètre INC est situé à l'abscisse + 15,30 m (abscisse du milieu du calorimètre suivant la direction OX de l'EHS). Son rôle est de mesurer l'énergie et la position des neutrons et antineutrons dans le domaine d'énergie étudié dans le premier étage du spectromètre : énergie inférieure à 30 GeV environ.

La section transverse du détecteur couvre une aire de $(1,7 \times 2)\ m^2$. Un trou central de $(0,4 \times 0,9)\ m^2$ permet le passage des particules rapides.
La structure cellulaire du calorimètre est présentée figure 1-10.
Chaque cellule est composée de plaques de fer de 5 cm d'épaisseur et de plaques de scintillateur de 2 cm d'épaisseur.

Les plaques de scintillateur sont connectées 3 par 3 à des photomultiplicateurs de façon à ce que le calorimètre présente longitudinalement un découpage en trois cellules (figure 1-10).
Suivant la direction OX, la longueur du calorimètre exprimée en cm de fer est de 60 cm.
Les photomultiplicateurs des cellules sont connectés à des modules ADC comme pour le calorimètre FNC.

1.1.7. Le système d'acquisition de données.

Le système d'acquisition de données est organisé autour d'un ordinateur de type Norsk 100 qui centralise l'ensemble des informations provenant des détecteurs et en effectue la gestion.

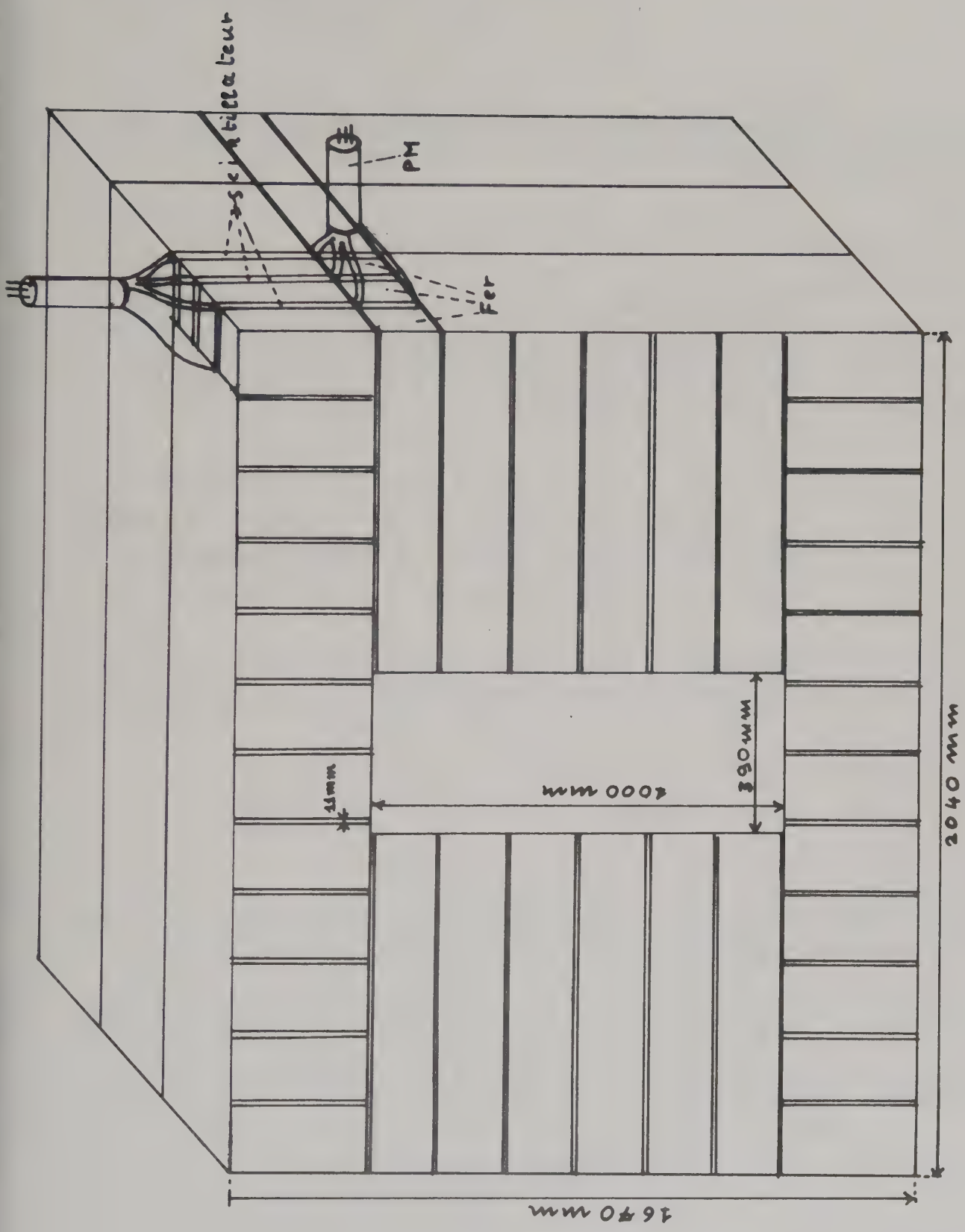


FIGURE 1-10 : Structure cellulaire du calorimètre INC.

1.2. La procédure d'acquisition de données proposée pour l'expérience $\bar{P}P$.

L'expérience $\bar{P}P$ a pour objectif de recueillir le maximum de données relatives aux annihilations $\bar{P}P$ à 100 GeV, ceci pendant une session d'acquisition de durée limitée (environ 12 jours de faisceau).

Le faisceau d'antiprotons est produit par désintégrations de $\bar{\Lambda}$ en $\pi^+ \bar{P}$. Avec un flux de 10^{12} particules incidentes par seconde, on espère produire un faisceau secondaire de 4.10^4 particules par seconde qui sont des $\bar{P}$ et des π^- .

A 100 GeV (la raison du choix de 100 GeV est explicitée au chapitre 2, §2.1.), les $\bar{P}$ sont dans la proportion suivante :

$$\frac{\bar{P}}{\bar{P}+\pi^-} = 30\% \qquad \text{(à 100 GeV/c)}$$

La cible est bombardée pendant 2,4 secondes toutes les 7 secondes (durée du cycle de l'accélérateur SPS).

Dans le domaine d'énergie considéré, les sections efficaces d'interactions attendues sont les suivantes (réf. 1-2) :

- σ totale $(\bar{P}P)$ = 42 mb contient :
  - σ annihilations $(\bar{P}P)$ = 3,5 mb
  - σ élastique $(\bar{P}P)$ = 7,4 mb
- σ totale $(\pi^- P)$ = 24 mb

Ces chiffres situent le rôle de deux éléments essentiels du dispositif de déclenchement de l'expérience que nous allons étudier :

1 - rejeter les interactions $\pi^- P$ en conservant le maximum d'interactions $\bar{P}P$ (70 % du total des interactions).

2 - sélectionner et éliminer parmi les interactions $\bar{P}P$ les interactions de non-annihilation (92 % des interactions $\bar{P}P$), ceci en prenant soin de conserver le maximum d'événements d'annihilation.

1.2.1. Taux d'acquisition attendu pour l'expérience.

Pour les interactions $\bar{P}P$, une section efficace de 42 mb correspond à une longueur d'interaction dans l'hydrogène de la chambre à bulles de 6,4 m environ.
Pour les interactions $\pi^- P$, la longueur d'interaction correspondante est de 11,2 m.

Le temps de sensibilité de la chambre à bulles étant de 0,5 ms, en considérant un faisceau de 2.10^4 particules par seconde, on calcule que 10 particules du faisceau pénètrent dans la chambre à bulles à chaque détente.
La longueur du volume fiduciel de la chambre est de 0,5 m (voir la description de RCBC en 1-1).
Avec les proportions de π^- et de $\bar{P}$ précédemment indiquées on doit donc observer, par détente de la chambre :

- dans le volume fiduciel :

$10 \times 0,3 \times \frac{0,5}{6,4} = 0,23$ interactions $\bar{P}P$ en moyenne

dont $0,23 \times \frac{3,5}{42} = 0,019$ annihilations

$10 \times 0,7 \times \frac{0,5}{11,2} = 0,31$ interactions $\pi^- P$ en moyenne

- hors volume fiduciel et dans les fenêtres de la chambre à bulles :

0,26 interactions $\bar{P}P$ en moyenne
0,47 interactions $\pi^- P$ en moyenne.

Le système de caméras utilisé dans cette expérience impose une fréquence de prise de photos de 15 Hertz. On obtient donc 2,4 x 15 = 36 détentes par cycle du SPS.
Par journée de faisceau on peut donc acquérir sans système de sélection 0,019 x 3600 x 24 x $\frac{36}{7}$ = 8500 événements d'annihilation.

1.2.2. Le dispositif de déclenchement de l'expérience $\bar{P}P$.

Le dispositif de déclenchement de l'expérience a deux fonctions :

- déterminer si une interaction de configuration désirée a eu lieu.
- organiser les communications entre chaque détecteur et l'ordinateur Norsk 100 en déclenchant l'acquisition de ceux-ci à un moment opportun.

Il comporte une partie commune à toutes les expériences de l'EHS et un ensemble de systèmes spécifiques à chaque expérience.

Actuellement, ce dispositif est structuré en trois niveaux successifs de validation. A la fin de chaque niveau, le système décide soit de rejeter l'événement, soit de poursuivre la procédure logique en déclenchant le niveau suivant.

A partir de l'instant (choisi comme origine des temps), où le signal provenant du compteur de faisceau (hodoscope T1, voir la suite du paragraphe) arrive dans la salle de contrôle de l'EHS, le premier niveau doit répondre en 100 ns, le second en 500 ns, le troisième en 1,5 ms.
Cette échelle de temps est un paramètre non modifiable qui a été essentiellement déterminé par la nécessité, pour chaque niveau, de déclencher l'acquisition sur un certain nombre de détecteurs avant que leur période de sensibilité ne soit écoulée. En particulier, le temps de réponse du premier niveau est contraint par la nécessité de déclencher les chambres à fils W_0 et W_2, et d'envoyer un signal d'arrêt d'acquisition sur chambres à dérive , celui du second niveau par le déclenchement d'un détecteur (le Transition Radiation Detector) non utilisé dans l'expérience $\bar{P}P$ ou inversement par l'envoi d'un signal d'arrêt de l'acquisition dans ISIS.
Le troisième niveau déclenche si il est validé, les flashs de la chambre à bulles et est limité par le retard de ceux-ci (retard lié au temps de grossissement des bulles dans la chambre). Les calculs des différents temps de réponse tiennent compte du temps de propagation des particules du faisceau avant l'entrée dans la chambre, des particules secondaires dans tout le spectromètre du temps de transport des signaux dans les câbles depuis les détecteurs jusqu'à la salle de contrôle. Enfin, ces temps de réponse ont été ajustés de façon à synchroniser les différentes fonctions du dispositif de déclenchement, qu'elles soient ou non utilisées dans l'expérience ici considérée.

1.2.2.1. Premier niveau de déclenchement (100 ns).

Le premier niveau a pour rôle de détecter l'arrivée d'une particule du faisceau dans la chambre à bulles et de déterminer si cette particule a interagi. Il y a donc deux conditions logiques à réaliser qui doivent être combinées par un ET logique.

1.2.2.1.1. Détection d'une particule du faisceau.

Pour détecter l'arrivée d'une particule du faisceau, le système utilisé à l'EHS est composé de quatre hodoscopes T1, T2, V1, V2, dont la disposition dans le plan horizontal (XOZ) est présentée figure 1-11.

T1 et T2 sont des plaques de scintillateur de section transverse (10 x 25) cm^2 disposées à - 26 m et - 5 m du centre de la chambre à bulles. Le faisceau dont la trajectoire est rectiligne sur cette distance traverse les deux hodoscopes.

V1 et V2, plaques de scintillateur de section transverse (15 x 35) cm^2 délimitent horizontalement la largeur du faisceau (et sont situées juste derrière T2 - voir figure 1-11).

Ici, comme dans la suite de l'exposé, on utilisera les notations suivantes dans les expressions logiques :
le ET logique sera symbolisé par +
le OU inclusif par .
le complément logique d'une expression par $\overline{\ }$
faux par 0 et vrai par 1.

Lorsque la chambre à bulles, les chambres à fils, les chambres à dérive , le détecteur ISIS, le Cerenkov FC et les calorimètres sont initialisés et donc prêts pour l'acquisition, un signal ER ("experiment ready") est délivré et doit être couplé avec la réponse sur la présence d'une particule du faisceau dans l'expression logique suivante :

$$T_1 \cdot T_2 \cdot (\overline{V_1 + V_2}) \cdot ER$$

1.2.2.1.2. Détection d'une interaction.

On dispose actuellement à l'EHS d'un dispositif rapide qui détecte si une interaction a ou n'a pas eu lieu. Ce dispositif est constitué par deux hodoscopes ITH et ITV qui sont situés juste derrière la chambre à dérive D2 (voir figure 1-11).

ITV est constitué de trois plaques de scintillateur de 25 cm de hauteur chacune. Elles sont disposées côte à côte suivant la direction OZ (figure 1-11). La plaque centrale ITV2 n'a que 0,6 cm de largeur alors que les plaques ITV1 et ITV3 mesurent chacune 6 cm de largeur. Suivant la direction horizontale, le faisceau est focalisé sur ITV2, ce qui assure le contrôle par cette plaque des particules qui n'ont pas interagi.

26 plaques de scintillateur de 40 cm de largeur sur 2 cm de hauteur pour les 20 plaques centrales (6 cm de largeur pour les plaques externes) sont disposées horizontalement et forment l'hodoscope ITH. Celui-ci présente donc une section transverse de (40 x 130) cm^2.

Ce dispositif a été initialement construit pour des expériences étudiant des événements de type diffraction (faible angle solide couvert par l'hodoscope ITH). La structure des événements d'annihilation étudiée dans l'expérience $\bar{P}P$ est différente de celle d'événements de diffraction. (On n'observera certainement pas une section efficace différentielle aussi piquée vers l'avant que le sont celles des phénomènes diffractifs).
Si l'on utilise directement le dispositif de sélection d'interaction avec la condition logique définie pour l'expérience de diffraction :

$$\left(\sum_{i,j>i} ITH_i \cdot ITH_j\right) + \left(ITV1 + ITV2\right) \cdot \overline{ITV2} \qquad (1)$$

on perd alors tout événement d'annihilation pour lequel aucune particule secondaire issue de l'interaction ne traverse les hodoscopes (particules émises vers l'arrière dans le centre de masse ou vers l'avant avec un fort P_t .

On désire cependant utiliser le système ITV-ITH pour détecter la présence d'une interaction parce qu'aucune autre solution* n'est apparue viable compte tenu des moyens financiers et matériels dont nous disposons et parce que nous

* On a envisagé l'utilisation des hodoscopes FCH et FH en association avec le Cerenkov FC (voir chapitre 4) comme dispositif de sélection des interactions. Cette solution n'a pas été retenue pour de multiples raisons. En particulier, compte tenu des délais dans les câbles et du temps de propagation des particules jusqu'au FH, il n'était pas possible d'insérer ce dispositif dans le premier niveau.

avons pu utiliser une condition logique moins contraignante que celle précédemment explicitée, qui nous parait satisfaisante en l'absence de plus amples informations sur les événements d'annihilation à l'énergie (100 GeV) où l'expérience sera réalisée.
Lorsqu'on utilise la condition logique suivante :

$$\overline{ITV2} + ITV1 + ITV2 + \left(\sum_{i,j>i} ITH_i \cdot ITH_j\right) \qquad (2)$$

la probabilité de ne pas détecter un événement d'annihilation parait faible (il faut par exemple qu'une particule produite traverse ITV2 et qu'aucune autre particule ne traverse ITH ou (et) ITV). L'évaluation de cette probabilité sera du ressort de l'analyse hors ligne. Pour l'expérience $\bar{P}P$, on utilise donc la condition (2) plutôt que (1) pour détecter la présence d'une interaction.

On évalue, d'autre part, qu'au moins 90 % des particules du faisceau ayant satisfait la condition exprimée en 1.2.2.1.1. et qui n'ont pas interagi seront détectées par le dispositif de sélection des interactions. (Suivant la direction OZ, le faisceau sera focalisé sur le centre de ITV2). Etant donné qu'une moyenne de 0,75 interactions doit avoir lieu par détente, le taux de rejet de ce dispositif (calculé par rapport au nombre de particules du faisceau détectées) devrait être de l'ordre de 20 %.

1.2.2.2. Second niveau de déclenchement (400 ns environ).

Une réponse sur la nature de la particule du faisceau incidente est donnée par l'information provenant de deux Cerenkov

annulaires de type CEDAR. Ils sont disposés sur le trajet du faisceau, en amont de la chambre à bulles, à - 200 m du centre de celle-ci.

L'information de ces détecteurs arrive 100 ns trop tard pour que la sélection soit effectuée dans le premier niveau (principalement à cause du temps nécessaire au transport par câbles des signaux depuis les appareils jusqu'à la salle de contrôle des détecteurs et du système de déclenchement).

Chaque CEDAR est réglé de façon à ce que le cône de lumière Cerenkov produite par le passage des $\bar{P}$ de 100 GeV soit détecté dans l'anneau composé de huit diodes. La réponse de l'électronique associée à un Cerenkov CEDAR obéit à une logique majoritaire : il faut au moins six diodes touchées par les photons produits par un $\bar{p}$ traversant le Cerenkov pour que cette particule soit détectée.
Les réponses des deux Cerenkov sont pour l'expérience $\bar{P}P$ couplées en OU logique de façon à maximiser la détection des $\bar{p}$ (seulement 30 % de $\bar{p}$ dans le faisceau à 100 GeV/c). En effet, l'efficacité de détection en $\bar{p}$ de chaque CEDAR est $\varepsilon = 0,95$. Dans le cas d'un couplage en OU inclusif, l'efficacité du système est attendue être de
$0,95 + 0,05 \times 0,95 = 0,998$
alors qu'elle serait de $(0,95)^2 = 0,90$ dans le cas d'un couplage en ET logique.

Avec la proportion de $\bar{p}$ dans le faisceau attendue pour l'expérience $\bar{P}P$, on espère pour ce dispositif un taux de rejet voisin de :
$100 - 0,998 \times 30 = 70,1$ %
La probabilité pour qu'un π^- soit identifié comme $\bar{p}$ par un CEDAR est 0,004. Les récents tests de ce dispositif montrent que les performances attendues sont confirmées.

Ici, la réponse du second niveau est un rejet de l'événement, un signal d'effacement rapide est envoyé dans les détecteurs validés (chambres à fils, SAD, IGD, FGD, chambres à dérive et calorimètres). D'autre part, on mémorise la configuration des données dans le dispositif de sélection, ceci afin de contrôler hors ligne le bon fonctionnement de ce dernier.

1.2.2.3. Troisième niveau de déclenchement (1,5 ms).

Lorsque les deux précédents niveaux ont été validés, le dispositif de déclenchement a détecté une interaction $\bar{p}p$.
Un dispositif appelé OFVT (Optical Fiducial Volume Trigger) a pour rôle de préciser si l'interaction a eu lieu dans le volume fiduciel de la chambre à bulles (seulement 47 % des interactions $\bar{P}P$).

L'OFVT fonctionne selon le principe suivant :

600 μs environ après l'arrivée du signal provenant de l'hodoscope T1, des flashs illuminent (perpendiculairement à la direction OX) deux bandes de l'espace interne de la chambre à bulles qui sont situées de part et d'autre du volume fiduciel. La surface couverte par chaque bande est de (150 x 11) mm^2. Deux lignes de diodes appelées PL01 et PL02 recueillent la lumière après traversée de l'hydrogène de la chambre. La configuration est schématisée sur la figure 1-11. La surface sensible de chacune des 1872 diodes composant une ligne est de (0,08 x 11) mm^2. On détecte avec ce système l'ombre des bulles produites dans l'hydrogène, sur le passage d'une par-

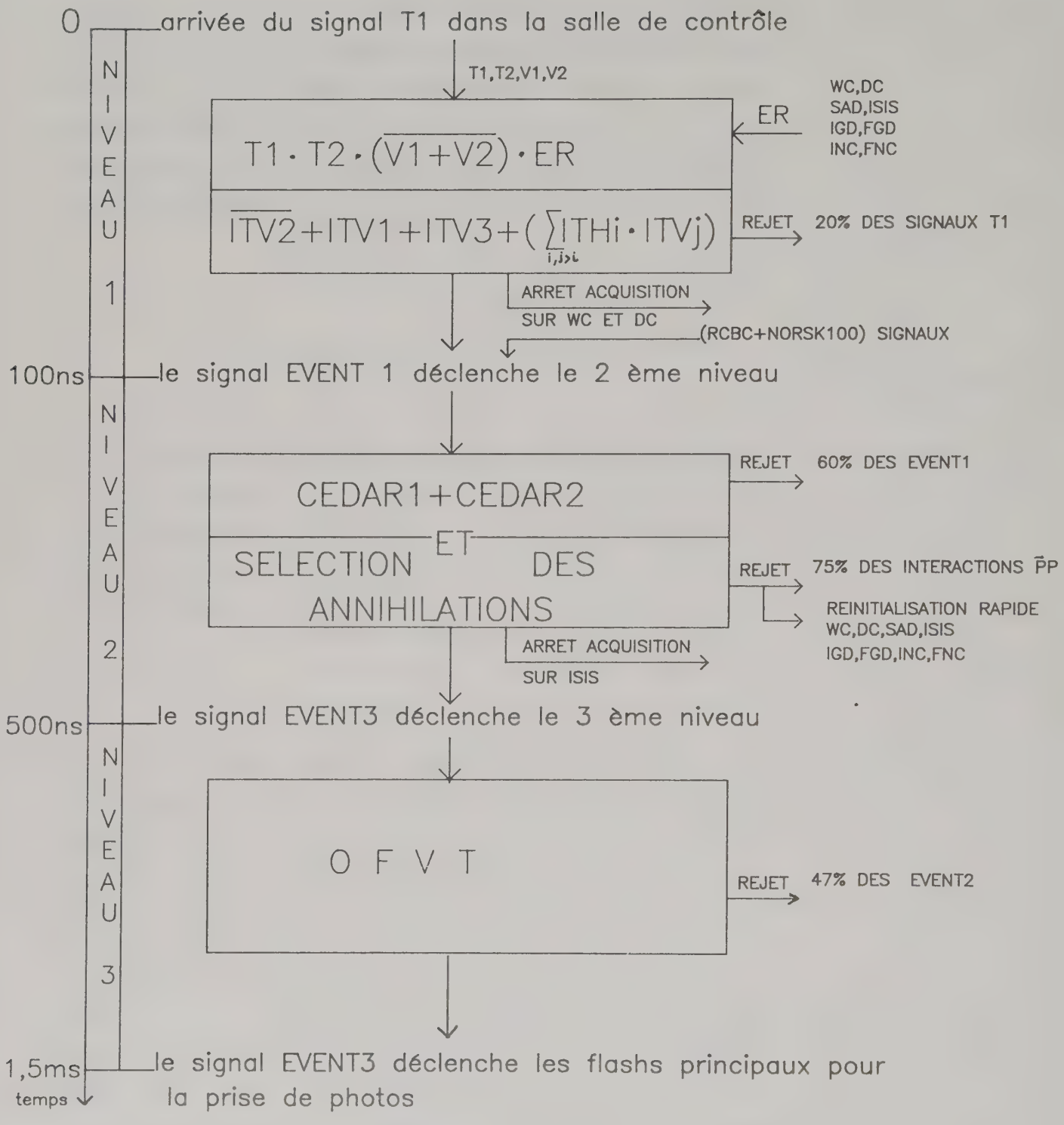


FIGURE 1-11 : Organigramme simplifié du système de déclenchement utilisé par l'expérience $\bar{P}P$.

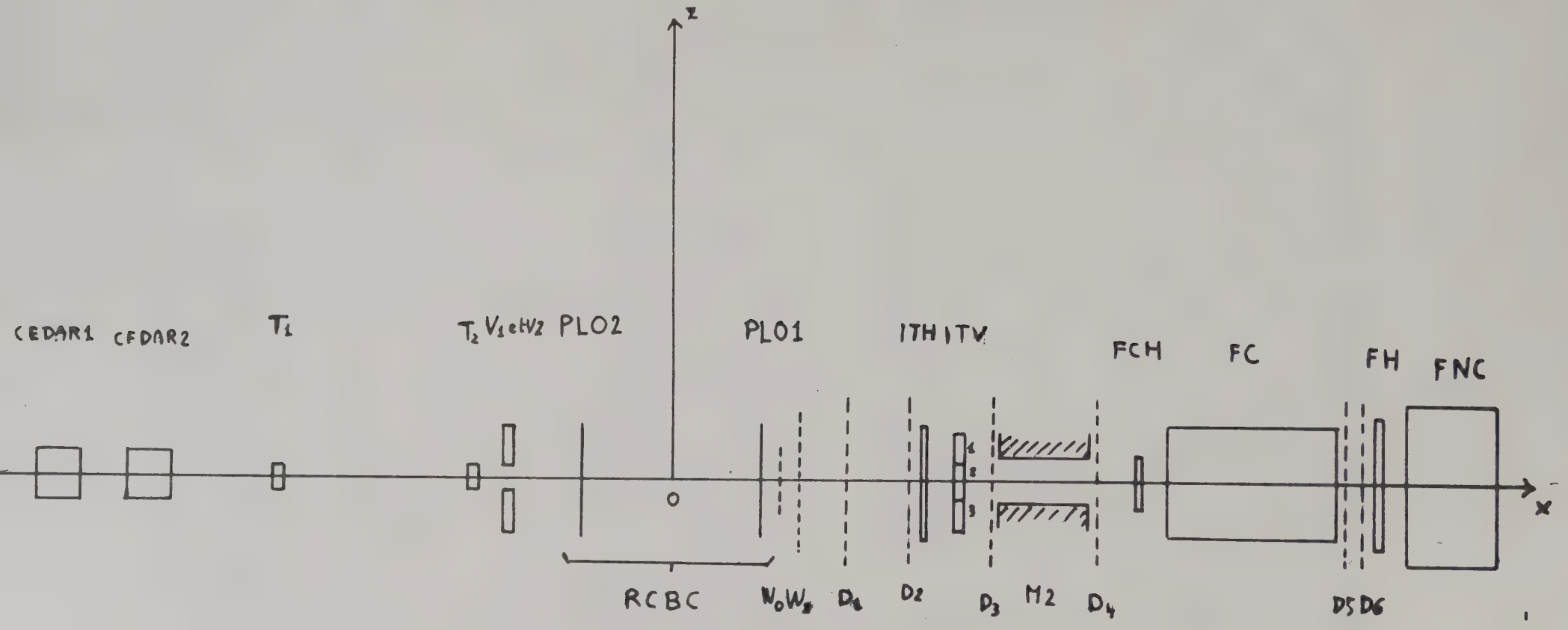


FIGURE 1-12 : Disposition schématique des différents appareils utilisés par le dispositif de déclenchement de l'expérience $\bar{P}P$.

ticule chargée. L'algorithme* de décision consiste à ne conserver que les événements pour lesquels une seule trace est détectée par PL01 situé en amont du volume fiduciel (pas d'interaction dans la fenêtre d'entrée de la chambre) et plusieurs par PL02 situé en aval. En fait, le traitement de l'information nécessite l'utilisation d'un microprocesseur de type ESOP. Il est effectué en 800 µs environ.

Si l'événement est conservé, les flashs principaux (pour les prises de photos) sont déclenchés 1,5 ms environ après l'arrivée d'une particule du faisceau dans la chambre. Le temps nécessaire au grossissement des bulles (600 µs) additionné au temps de traitement du microprocesseur ESOP, conditionnent le temps de réponse du troisième niveau de sélection.

On estime que l'efficacité de l'OFVT pour le rejet des mauvais événements (hors volume fiduciel) sera de 80 à 90 % et que celle en détection de bons événements (dans le volume fiduciel) avoisine 94 %. L'OFVT est actuellement en cours de test et les informations que nous avons à son sujet, laissent prévoir que les performances seront meilleures que les chiffres ci-dessus cités.

* L'algorithme est en fait plus compliqué parce qu'il faut prévoir le cas de l'entrée dans la chambre de plusieurs particules du faisceau pendant le temps de sensibilité de celle-ci.

1.2.3. Principe de sélection en ligne des événements d'annihilation.

Pour l'expérience $\bar{P}P$, on se propose d'insérer dans la structure du système de déclenchement, que l'on vient de décrire, un dispositif qui sélectionne et rejette les événements de non-annihilation. Cette sélection doit être prudente : on préfère conserver en cas de doute un mauvais événement plutôt que de risquer de rejeter un événement d'annihilation.

La définition des éléments du dispositif est liée au niveau de déclenchement où la logique sera insérée. Le système de sélection des annihilations doit être déclenché lorsqu'une interaction a été détectée ; c'est-à-dire par un signal logique issu du premier niveau. Notre dispositif a pour objectif de rejeter au maximum (revoir le début de 1-2) les interactions $\bar{p}p$ de non-annihilation (92 % des interactions $\bar{p}p$) pour ne garder que les 8 % qui sont des annihilations.

Le temps de décision du troisième niveau est de 1,6 ms environ. En cas de rejet de l'événement par ce niveau, une expansion de la chambre à bulles sera perdue avant que le système ne soit réinitialisé (le temps de sensibilité de cette dernière était de 0,5 ms). Lorsque le rejet a lieu dans le 2ème niveau (temps mort 400 ns), le système est prêt avant l'arrivée de la prochaine particule du faisceau dans la chambre à bulles (l'intervalle de temps moyen séparant l'arrivée de deux particules du faisceau est de :

$$\frac{\text{Temps de sensibilité de la chambre}}{\text{nombre de particules entrant par expansion}} = 50\ \mu s$$

Notre dispositif de sélection des annihilations doit être inséré dans le second niveau de déclenchement. Le principe de ce dispositif est basé sur la caractérisation* d'un événement d'annihilation par l'absence de nucléons (n, $\bar{n}$, p, $\bar{p}$) dans l'état final de l'interaction $\bar{p}p$. Un événement $\bar{p}p$ sera rejeté par le dispositif si au moins l'une des deux conditions suivantes est réalisée :

- identification d'un $\bar{p}$ ou p parmi les particules issues de l'interaction.

- identification d'un $\bar{n}$ ou n parmi les particules issues de l'interaction

1.2.3.1. Principe de l'identification en ligne des $\bar{p}$.

Il est exclu d'utiliser en ligne les informations fournies par le détecteur ISIS parce que le traitement de celles-ci nécessitent une digitalisation par des convertisseurs analogiques digitaux (temps de traitement 1,5 ms alors que nous disposons de 400 ns). Surtout, l'identification par mesure d'ionisation dans ce détecteur ne se prête pas à un algorithme de décision simple et rapide ; en particulier la reconnaissance en ligne des trajectoires pose problème.

* On ne sélectionnera donc pas un petit pourcentage éventuel d'annihilations où un nucléon est produit de façon indirecte dans l'état final (par exemple production d'une résonance se désintégrant en $p\bar{\Lambda}$ $m\pi$).

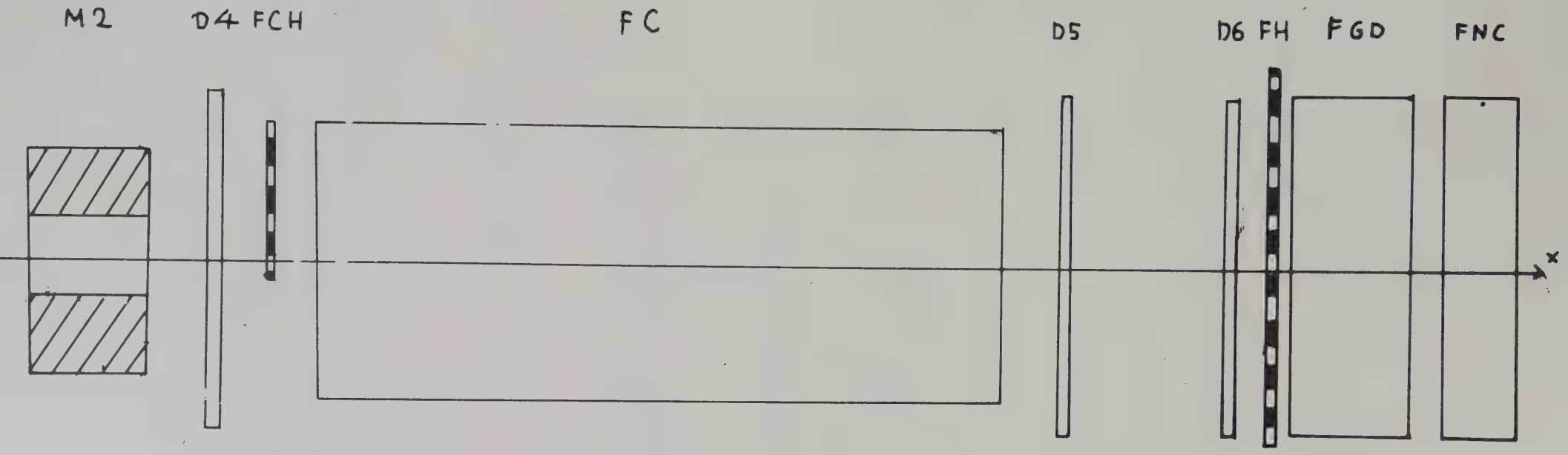


FIGURE 1-13 : Disposition schématique des détecteurs utilisés par le système de sélection des annihilations.

Le projet d'expérience $\bar{p}p$ (réf. 1-7) prévoit l'utilisation du Cerenkov FC. L'indice de réfraction du milieu gazeux sera choisi de façon à ce qu'aucun $\bar{p}$ ou p ne produise de lumière Cerenkov alors que le seuil d'émission de lumière Cerenkov pour les mésons π et K chargés sera le plus bas possible. Cette condition entraîne que le seuil de déclenchement pour les $\bar{p}$ soit à 100 GeV/c (impulsion maximale d'un $\bar{p}$). Les seuils pour les $\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$ sont alors respectivement de 14,9 GeV et 52,6 GeV/c (voir chapitre 4).

Deux hodoscopes doivent encadrer (suivant la direction OX) ce détecteur et ont pour rôle de contrôler la traversée complète du Cerenkov par la particule chargée considérée. Celle-ci sera identifiée comme un $\bar{p}$ par le dispositif si aucun signal n'est détecté dans les photocathodes du Cerenkov.

1.2.3.2. Identification en ligne des n et $\bar{n}$

La deuxième partie du dispositif de sélection utilise les calorimètres INC et FNC (réf 1-7). Un hodoscope est associé à chaque calorimètre avec pour rôle de détecter si une particule incidente dans le calorimètre est chargée ou non. L'hodoscope FH (resp. IH) associé au calorimètre FNC (resp. INC) est situé devant le détecteur de gammas FGD (IGD) (voir figure 1-1).

Les signaux provenant des détecteurs seront envoyés dans des discriminateurs à seuil. Un signal logique (1 logique) est produit à la sortie de l'appareil lorsque l'amplitude du signal analogique d'entrée est supérieure à la valeur du seuil.

Le temps de réponse des discriminateurs est très rapide : 20 ns environ. Il reste donc à concevoir une logique à seuil qui, en tenant compte de la longueur des câbles propageant les signaux, fournisse une réponse en 400 ns quant à la validité de l'événement. Cette conception est l'objet des chapitres 3 et 4.

1.2.4. Conclusion.

Nous venons de présenter les différents éléments du dispositif de déclenchement de l'expérience $\bar{p}p$. L'organigramme présenté figure 1-12 résume le principe de fonctionnement.
L'objet de l'étude des chapitres suivants est de concevoir et réaliser un système de sélection en ligne des événements d'annihilation qui sera inséré dans le second niveau du dispositif de déclenchement.
La version définitive du système de sélection qui sera réalisée présente des modifications par rapport au projet initial (réf. 1-7) que nous justifierons dans la suite de l'étude :

a - Nous n'utiliserons pas en ligne le calorimètre INC. Le chapitre 2 présente les raisons de ce choix :

- faible efficacité de détection géométrique des $\bar{n}$ et n par ce détecteur.
- complexité de la structure cellulaire de l'hodoscope IH et donc de la logique du système de sélection parmi les conséquences, pour un piètre résultat.
- présence de nombreuses particules parasites dans la région du spectromètre où est situé l'hodoscope.

b - Nous nous proposons de réduire le nombre d'hodoscopes présents dans le second bras d'analyse du spectromètre. On utilisera deux hodoscopes (voir figure 1-13) :

- l'hodoscope FCH sera placé devant la fenêtre d'entrée du Cerenkov FC.
- L'hodoscope FH sera placé entre la chambre à dérive D5 et le détecteur FGD. Il aura le double rôle de second hodoscope pour le Cerenkov FC et l'hodoscope associé au calorimètre FNC (cette dernière utilisation sera prioritaire pour la définition de sa structure : voir chapitres 3 et 4).

On minimise ainsi l'épaisseur de matière introduite dans le second étage d'analyse du spectromètre afin de limiter les perturbations (interactions secondaires, diffusions multiples...) apportées sur les trajectoires de particules et dégradant les performances de cet étage quant à la mesure de leur impulsion.

CHAPITRE 1 : REFERENCES.

1 - The European Hybrid Spectrometer
CERN/SPSC/7643 p. 42/
6 May 1976.

2 - CERN/EP/EHS/PH 72-2
3 Mars 1972
MB/PJC.

3 - CERN/EP/EHS/PH 79-6
21 May 1979.

4 - CERN/EP/EHS/PH 78-9
26 July 1978.

5 - The performance of ISIS in NA 16
CERN/EP/EHS/PH 81-8
30 July 1981.

6 - Addendum to the European Hybrid Spectrometer
Charged particle identification
CERN/P 42/Add-5
26 July 1978.

7 - Study of $\bar{p}p$ annihilation physics at the EHS
CERN/SPSC/78 - SPSC/P
16 February 1978.

8 - The EHS Trigger Logic for the NA 23 Experiment.
K.E.JOHANSON and B. PISLGRONS
CERN/EP/EHS/PH 82-4
9 March 1982.

9 - The implementation of the Optical Fiducial Volume Trigger.
K.E. JOHANSSON and A. SUBRAMANIAN
CERN/EP/EHS/PH 80-14
24 November 1980.

CHAPITRE 2 : ACCEPTANCE DU SPECTROMETRE.

Introduction.

Les expériences qui se déroulent avec le spectromètre Hybride Européen utilisent en général des faisceaux d'énergies comprises entre 200 et 400 GeV. Ces énergies correspondent à celles de l'accélérateur SPS. Les pouvoirs de courbure des aimants M1 et M2 ont été étudiés de façon à optimiser l'acceptance géométrique des détecteurs pour des particules chargées produites dans ce domaine d'énergies ainsi que la précision expérimentale sur la mesure de l'impulsion des chargés dans tout le spectromètre.

L'expérience $\bar{P}P$ utilise dans un premier temps un faisceau secondaire d'antiprotons d'énergie à choisir dans le domaine allant de 50 à 150 GeV maximum. En effet, le faisceau d'antiprotons directement issu du SPS ne sera pas réalisé au moins dans un proche et moyen avenir, dans le hall Nord du SPS où est situé l'EHS.

Les particules secondaires produites dans l'expérience $\bar{P}P$ appartiennent donc à un domaine d'énergie beaucoup plus faible que celui considéré pour les autres expériences. Dans ces conditions, l'acceptance des détecteurs, en particulier de ceux du second étage, est nettement réduite.
En outre, la déflexion des particules du faisceau subie lors de la traversée du champ magnétique de M1 avant l'interaction n'est pas négligeable aux énergies ici considérées. Avec le pouvoir de courbure initial de M1 (valeur de la proposition d'expérience), l'angle de déflexion est tel qu'une partie importante des $\bar{n}$ produits dans des non-annihilations $\bar{P}P$ ne traverse pas le trou de

l'aimant M2 et donc n'atteint pas le calorimètre FNC.

Il est nécessaire de redéfinir une nouvelle optimisation des pouvoirs de courbure des aimants M1 et M2 dans le but d'augmenter l'acceptance géométrique du Cerenkov Avant FC de manière à éliminer en ligne, à l'aide du dispositif de sélection, un maximum d'événements de non-annihilation donnant lieu à l'émission d'un antiproton rapide (impulsion supérieure à 20 GeV/c environ). On doit d'autre part maximiser, pour ce nouveau domaine d'énergie l'acceptance du dispositif de mesure de l'impulsion des chargés en cherchant à ne pas trop dégrader la précision de mesure espérée.

Après avoir choisi l'énergie du faisceau de $\bar{P}$ utilisée dans cette expérience, nous évaluerons par un calcul simple un ordre de grandeur pour les pouvoirs de courbure qui satisfasse à ces conditions. Puis, on étudiera par des méthodes plus minutieuses faisant intervenir des programmes de simulation, l'évolution de l'acceptance des différents éléments composant le spectromètre en fonction des pouvoirs de courbure des aimants. On sera alors amené à choisir les conditions de fonctionnement du spectromètre. Notre choix résultera d'un compromis qui répond au mieux aux contraintes précédemment citées. On justifiera alors comme conséquence de ce dernier, la non-utilisation en ligne du calorimètre INC ainsi que la nécessité d'adjoindre une seconde étape d'élimination (lors de l'analyse hors ligne) des événements de non-annihilation qui échappent à la sélection en ligne.

2.1. Choix de l'énergie du faisceau d'antiprotons.

Le faisceau secondaire de $\bar{P}$ disponible à l'EHS a une énergie qui peut en principe être comprise entre 50 et 150 GeV.
Une mesure de la qualité du faisceau secondaire de $\bar{P}$ montre qu'une réaction parasite entre en concurrence à basse énergie avec la production de $\bar{P}$: désintégration de Λ en P et π^- .
A 50 GeV, on observe une pollution en π^- provenant de la désintégration de ces Λ , et qui s'ajoutent à ceux venant directement de la cible. A 100 GeV, le pourcentage de π^- provenant des désintégrations de Λ n'est plus que de quelques pour cent. Le rapport $\frac{\bar{P}}{\bar{P}+\pi^-}$ mesuré est de 30 % à cette énergie pour tomber à 15 % pour une énergie des $\bar{P}$ de 150 GeV. De plus, l'intensité du faisceau est beaucoup plus faible à 150 GeV (divisée par deux environ).

L'énergie du faisceau pour l'expérience $\bar{P}P$ a été fixée à 100 GeV.

Cependant, l'énergie incidente des $\bar{P}$ avait été choisie égale à 70 GeV dans un premier temps, ceci dans le but d'effectuer une étude comparative entre nos résultats et ceux d'une expérience K^-p à 70 GeV (étude de relations de croisement en particulier). Le choix de 100 GeV est consécutif à la mesure de la qualité du faisceau. Les conclusions de cette dernière sont arrivées tardivement alors que l'étude présentée dans la suite du chapitre était déjà avancée. La différence d'énergie entre 70 et 100 GeV n'est pas suffisante pour modifier sensiblement l'essentiel de notre analyse. C'est pourquoi nous présentons une partie de l'étude effectuée à 70 GeV (Courbes d'acceptance déduites de simulations). On a cependant vérifié en produisant une nouvelle simulation à 100 GeV que les résultats étaient encore satisfaisants (relative stabilité des performances).

2.2. Etude de l'acceptance du spectromètre.

Un calcul simple situe le cadre de l'étude effectuée dans la suite du chapitre.

Considérons le schéma reporté sur la figure 2-0 où l'on a représenté dans le plan XOY, l'aimant M1, l'aimant M2 et la dernière chambre à dérive (D6) du spectromètre. On appelle δy_1 la déflexion suivant la direction OY d'une particule au niveau de D6 lorsque le champ magnétique B_{M2} est nul, δy_2 la déflexion (suivant OY) due à M2. δy_t, déflexion résultante, peut être exprimée en fonction des pouvoirs de courbure des aimants pour les particules émises à petits angles.

$$\delta y_t = \delta y_1 + \delta y_2 = \frac{0,3}{p}\left(\Delta X_t \int_{M_1} B\,d\ell + \varepsilon\, \Delta X_2 \int_{M_2} B\,d\ell \right)$$

ΔX_t = 37,80 m est la distance suivant OX séparant D6 du centre de l'aimant M1.

ΔX_2 = 20,30 m est la distance séparant D6 du centre de M2

$\varepsilon = \pm 1$ caractérise le sens du champ dans M2 relativement à M1.

Une solution qui maximise l'acceptance de l'ensemble D4, D5, D6 pour les chargés et du FNC pour les hadrons neutres consiste à choisir les sens des chargés et les pouvoirs de courbure tels que les positions de ces particules chargées au niveau du plan D6 ne dépendent pas directement de p mais seulement

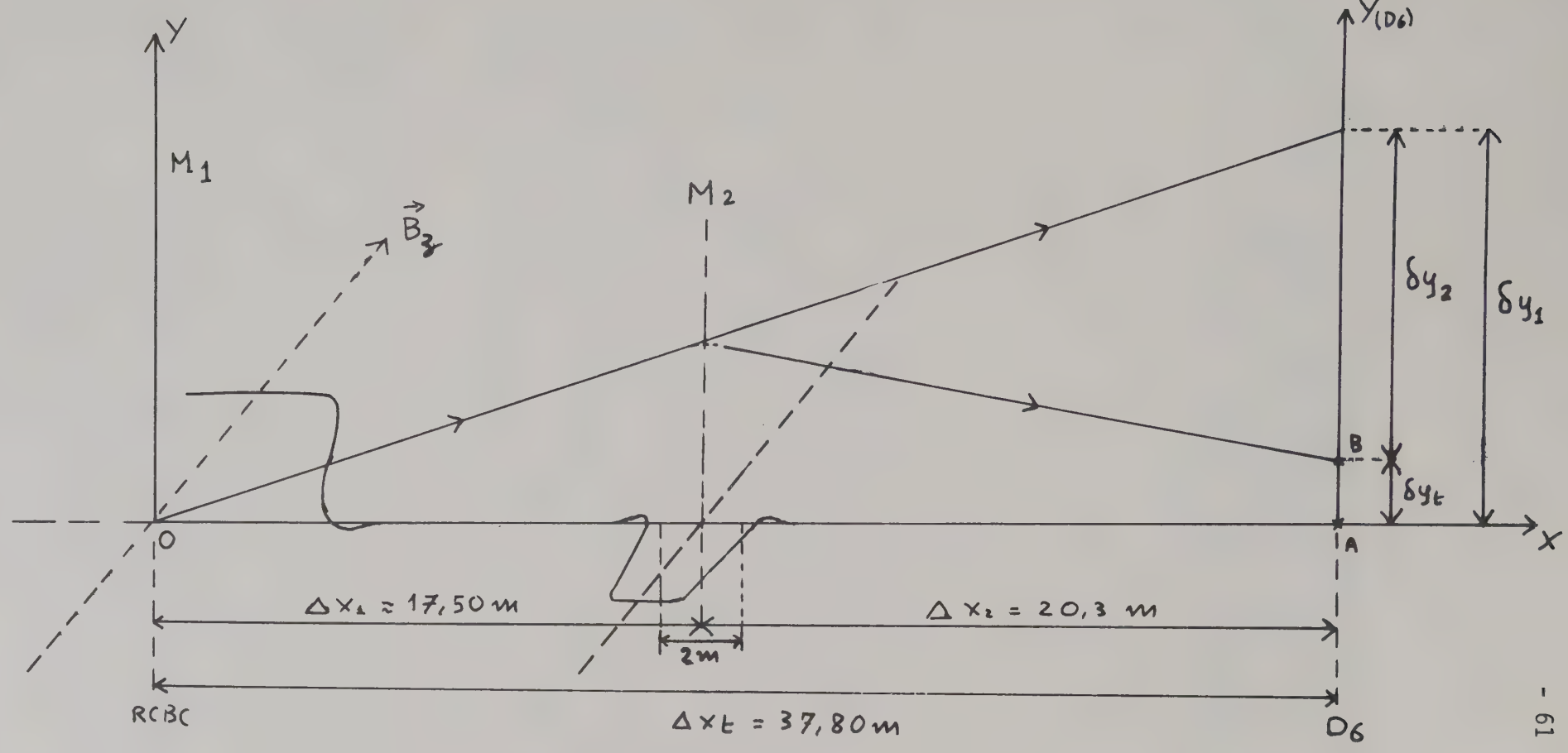

Y
M1
B3
M2
Y(D6)
δy2
δy1
B
δyt
O
A
X
Δx1 = 17,50 m
Δx2 = 20,3 m
2m
RCBC
Δxt = 37,80 m
D6

FIGURE 2-0

de leur angle d'émission. On impose alors le regroupement ($\varepsilon = -1$) autour de A des particules négatives ayant l'incidence du faisceau et ainsi, si l'on a $\int_{M_2} B\,dl = 3{,}3$ Tesla-mètres (1 seule carte de champ disponible pour l'aimant M2), on doit avoir un pouvoir de courbure de M1 tel que :

$$\int_{M_1} B\,dl = \frac{\Delta X_2}{\Delta X_t} \int_{M_2} B\,dl = 1{,}75 \text{ Tesla-mètres}$$

Mais si cette solution a pour conséquence d'augmenter de façon tangible l'acceptance de l'aimant M2, en contrepartie, le pouvoir de courbure de M1 est fortement diminué et ceci a pour effet que l'erreur $\frac{\Delta P}{P}$ est multipliée par $\frac{6}{1{,}75} = 3{,}4$ en moyenne. Elle atteindrait une moyenne de 5 % pour les particules du ressort du premier étage du spectromètre (au lieu de 1,5 % pour les conditions standard de fonctionnement). En outre, il résulte de cette solution un fort regroupement des particules secondaires ($20 < P \leqslant 100$ GeV) entre D3 et D6 et ceci est un facteur d'accroissement des ambiguïtés, en particulier au niveau du Cerenkov FC.

Cette solution n'est donc pas retenue. On se propose en fait de ne pas accroître l'erreur de mesure $\frac{\Delta P}{P}$ d'un facteur trop supérieur à 1,5. Ceci impose un pouvoir de courbure de l'ordre de $\frac{6}{1{,}5} = 4$ Tesla-mètres pour M1.
Avec cette valeur, les particules négatives de 100 GeV et ayant l'incidence du faisceau interceptent le plan D6 autour d'un point P tel que :

$$\delta y_t = \frac{0{,}3}{P}\left(\Delta X_t \int_{M_1} B\,dl - \Delta X_2 \int_{M_2} B\,dl\right) \# 25 \text{ cm}$$

avec $\int_{M_1} B\,dl = 4$ Tesla-mètres.

Les particules chargées produites dans une direction voisine de celle du $\bar{p}$ incident lors d'une interaction en début de chambre traversent M2 si elles ont une impulsion de l'ordre de 30 GeV/c. Celles issues d'interactions situées au milieu de la chambre le traversent si elles ont une impulsion voisine de 20 GeV/c. Il est alors probable que l'acceptance du second étage soit acceptable pour un tel pouvoir de courbure de M1.

Des calculs plus précis tenant compte de toutes les variables aléatoires en présence (étalement des points d'interaction des $\bar{p}$ incidents dans la chambre, loi d'émission des particules secondaires : impulsions et angles d'émission) vont montrer que c'est effectivement autour de cette valeur du pouvoir de courbure de M1 que les diverses acceptances des détecteurs prennent des valeurs acceptables.

Pour cela on a utilisé un ensemble de programmes de simulation car outre la nécessité de prendre en compte les variables aléatoires (Monte-Carlo) ci-dessus évoquées, ainsi qu'un nombre important de paramètres, on doit s'intéresser à l'étude de l'acceptance de tout un ensemble de détecteurs :

- les chambres à dérive D4, D5, D6 du second étage de façon à maximiser une bonne résolution expérimentale sur l'impulsion des chargés.

- Les identificateurs et en particulier le Cerenkov Avant de même que le calorimètre FNC sur lesquels reposent notre capacité de rejet des non-annihilations.

D'autre part, les programmes de simulation existent déjà. Ils effectuent rapidement un travail et il suffit de les aménager en bonne connaissance de cause à nos conditions expérimentales.

2.2.1. Description des programmes utilisés.

On utilise successivement trois programmes :

- le programme SIMEV qui génère des interactions dans la chambre à bulles RCBC.

- Les programmes SIMOUT qui utilisent en entrée les événements générés par SIMEV et propagent les particules, issues des interactions, dans tout le spectromètre. Il existe actuellement plusieurs versions de SIMOUT destinées à la simulation de l'acquisition de données dans les différents détecteurs de l'EHS. Pour l'étude présentée dans ce chapitre, on a utilisé une version appelée SIMOUT D qui calcule les coordonnées des traces au niveau de chacune des 6 chambres à dérive du spectromètre.

- Les programmes EXPLOR utilisent les résultats de SIMOUT D et sont construits de façon à représenter les distributions d'impacts de particules dans les plans des 6 chambres à dérive sous la forme de diagrammes à deux dimensions. En outre, les programmes EXPLOR calculent les distributions d'impacts dans les plans transverses des calorimètres FNC et INC ainsi que dans le plan des miroirs du Cerenkov FC.

2.2.1.1. Génération d'événements avec le programme SIMEV.

On utilise ce programme pour générer un lot de 5000 événements PP dans le volume fiduciel de la chambre à bulles.
Pour cette étude, on s'intéresse aux événements de non-annihilation $\bar{P}P$ que l'on cherche à éliminer avec notre dispositif.

Cependant, le programme utilise des données collectées (D.S.T.) lors d'une expérience protons-protons à 70 GeV qui s'est déroulée dans la chambre à bulles BEBC. Les événements générés sont donc les interactions PP dont la structure est supposée assimilable à celle des événements de non-annihilation $\bar{P}P$ pour lesquels on ne dispose pas de données expérimentales à l'énergie où l'on travaille.

Le nombre d'événements générés est un compromis entre d'une part le besoin d'obtenir une statistique suffisante de particules secondaires atteignant le second étage, et d'autre part la nécessité d'avoir un temps de passage du programme raisonnable (générer 5000 événements avec SIMEV nécessite 3000 secondes de temps de calcul sur l'ordinateur CYBER 760 du centre de calcul).

Le programme de Monte-Carlo se compose de deux parties.

La première partie calcule la distribution de multiplicité totale des particules qui sont créées en utilisant la distribution expérimentale de multiplicité des chargés qui a été observée dans l'expérience BEBC (référence 2-1). Ainsi, en partant d'un état initial PP, il calcule la probabilité pour avoir un état final à 2 nucléons et n pions. La distribution de charge pour ces états finaux est ajustée de façon à reproduire pour les chargés celle observée et pour satisfaire à l'indépendance d'isospin en particulier dans le calcul du nombre de π^0 produits pour un état de charge donné (réf. 2-2).

La deuxième partie du programme utilise ces distributions de multiplicité comme entrée dans un programme FOWL qui calcule les impulsions des particules produites dans les interactions en prenant en compte un modèle d'espace de phase cylindrique : (référence 2-3). La distribution des impulsions des particules produites suit globalement une dépendance en Pt de la forme $e^{-k P_t^2}$ où k dépend de la particule produite. On a à ce niveau introduit deux paramètres supplémentaires pour effectuer une correction au modèle d'espace de phase longitudinale qui tient compte de l'effet de particules dominantes (Leading Particles). La distribution des impulsions de particules produites suit alors la distribution expérimentale observée lors de l'expérience BEBC.

Les interactions générées par SIMEV se répartissent dans 4 voies :

état initial			état final				
p	+	p	⟶	p	+	p	+ X
				p	+	n	+ X
				n	+	p	+ X
				n	+	n	+ X

Il est généré un pourcentage égal de neutrons et de protons. X est composé de pions chargés et neutres. Le programme de Monte-Carlo ne génère pas de mésons K. Le pourcentage de mésons K attendu en moyenne dans les non-annihilations $\bar{P}P$ devrait être suffisamment faible (de l'ordre de 10 à 20 % des particules produites). Pour l'étude de l'acceptance géométrique du second étage du spectromètre, l'absence de production de mésons K

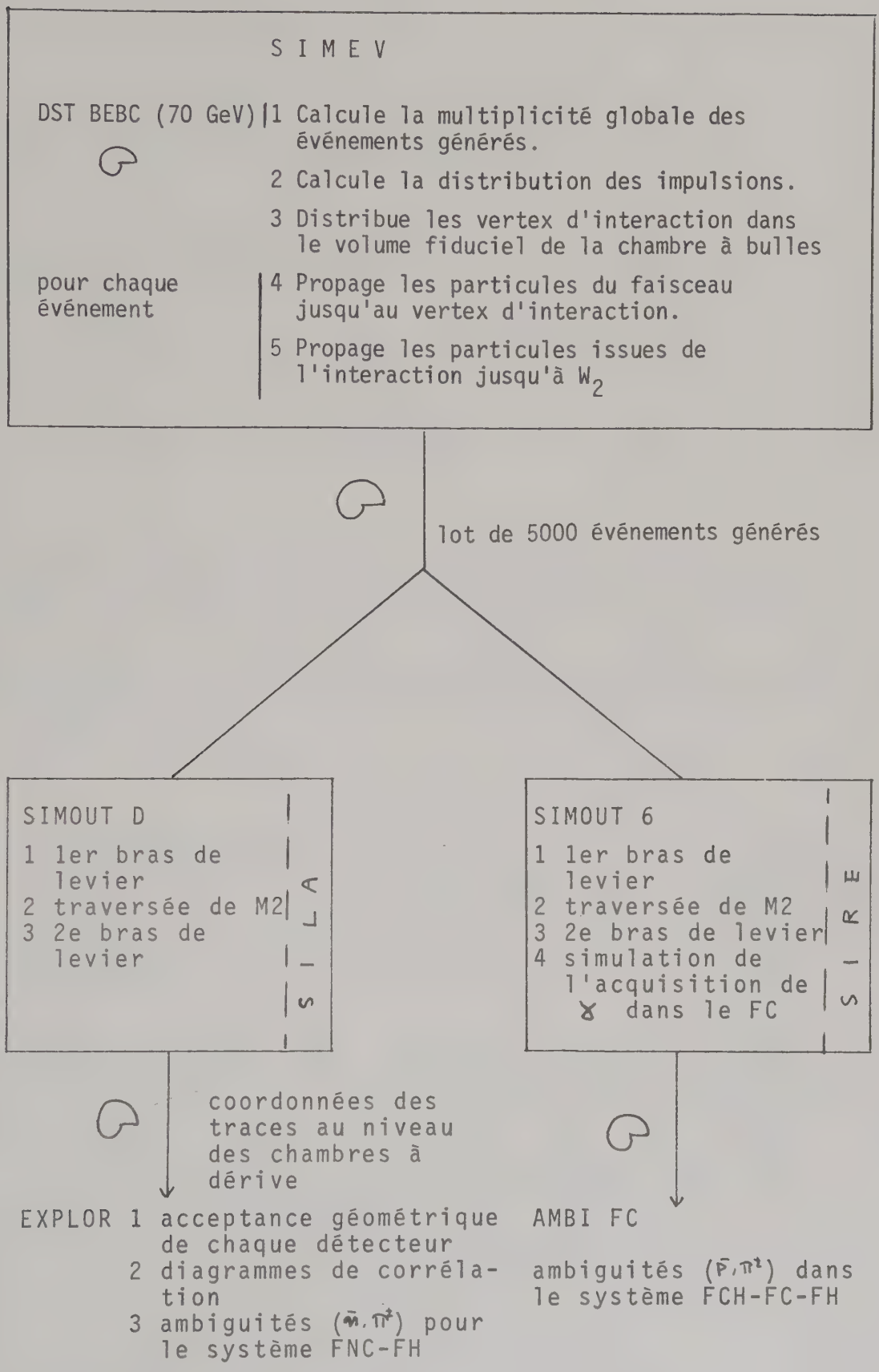


FIGURE 2-1 : Organigramme simplifié des fonctions des programmes de simulation utilisés dans l'étude.

n'est pas gênante.
La multiplicité des événements ainsi générés par le programme est présentée sur la figure 2-1.

L'acceptance du second étage du spectromètre concerne principalement des particules chargées d'impulsion supérieure à 20 GeV/c environ.
Avec un faisceau de 100 GeV, les nucléons chargés (produits par les interactions $\bar{P}P$ de non-annihilation) qui atteignent le second étage du spectromètre sont en forte majorité des antiprotons.

Dans la suite de l'étude, on supposera que les protons simulés qui ont une impulsion supérieure à 20 GeV/c et qui atteignent le second étage sont des antiprotons produits par des non-annihilations. Ce qui implique que le sens des champs magnétiques dans cette simulation soit choisi de façon à ce que les protons simulés soient défléchis dans le même sens que le seront les antiprotons dans l'expérience réelle.
En conséquence, pour l'analyse des distributions de π^+ et de π^- dans les détecteurs du second étage (étude du Cerenkov FC en particulier), on effectue une conjugaison de charge : les $\pi^\pm$ simulés sont supposés être des $\pi^\mp$ de non-annihilation.

2.2.1.2. Distribution des vertex d'interaction dans le volume fiduciel de la chambre à bulles.

Le programme SIMEV procède d'abord à une propagation des particules du faisceau dans le champ magnétique de l'aimant M1 jusqu'au vertex d'interaction.

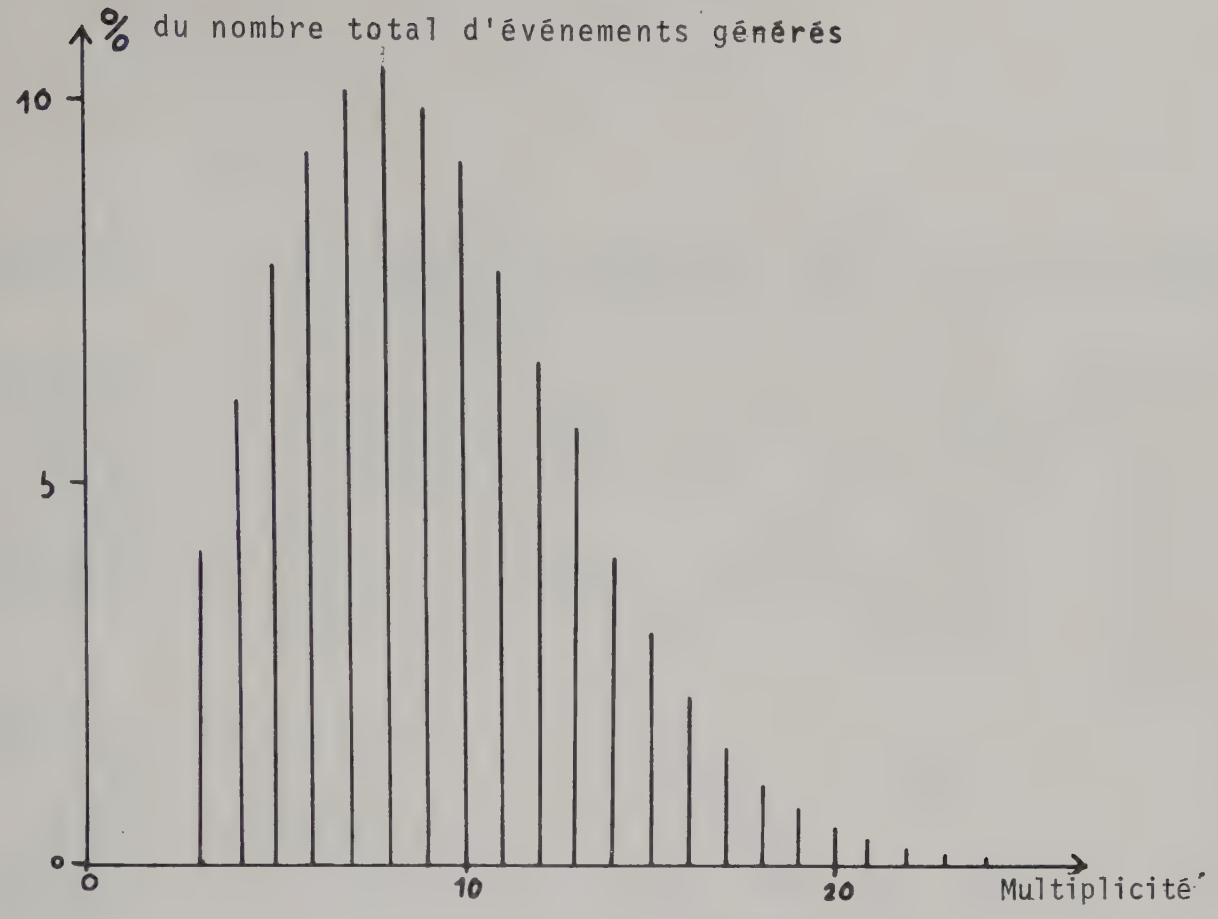


FIGURE 2-2 a : Multiplicité des événements générés par le programme SIMEV.

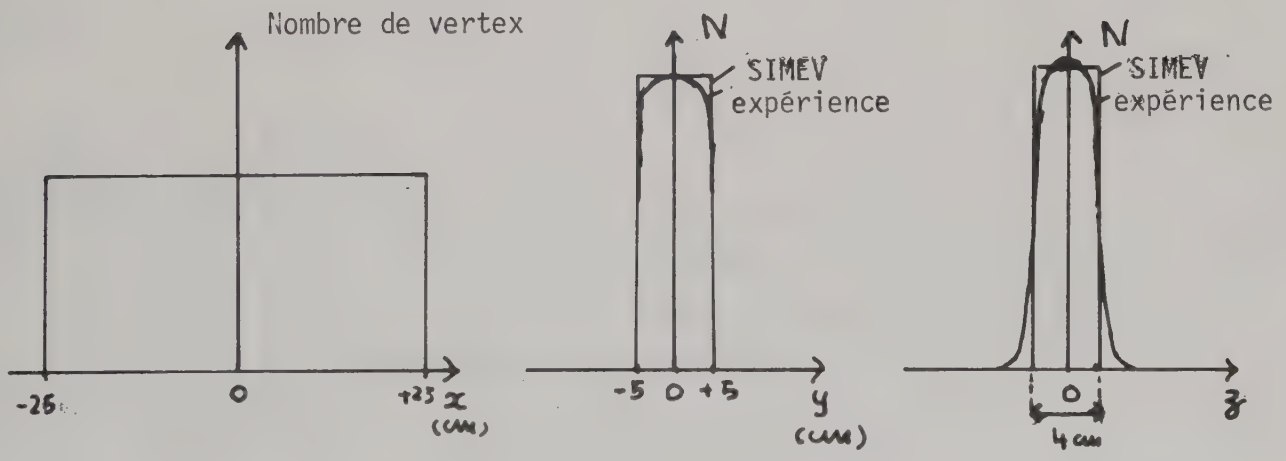


FIGURE 2-2 b : Projection sur les axes du référentiel de l'EHS de la distribution des vertex d'interaction dans le volume fiduciel de la chambre à bulles.

La distribution des vertex d'interaction suivant les trois axes du référentiel de l'EHS est schématisée figure 2-2.

- suivant la direction OX, les vertex sont distribués de façon équiprobable entre les limites du volume fiduciel de la chambre à bulles (- 25 cm et + 25 cm suivant cette direction)

- suivant la direction OY (resp OZ), le programme assimile la distribution réelle attendue (voir figure 2) à une distribution plate entre - 5 et + 5 cm (resp - 2 et + 2 cm).

Le programme SIMEV propage les particules secondaires produites jusqu'au plan perpendiculaire à l'axe OX de l'EHS, situé au niveau de la chambre à fils W2. Cette propagation ainsi que celle du faisceau jusqu'au vertex d'interaction, tiennent compte de la diffusion coulombienne multiple subie par les particules chargées dans l'hydrogène et dans les fenêtres d'entrée et de sortie de la chambre à bulles.

2.2.1.3. Propagation des particules secondaires dans le spectromètre.

Le programme SIMOUT D propage les particules depuis W2 jusqu'à la chambre à dérive D6. L'architecture du programme a été conçue par le CERN. Ce programme utilise le sous-programme SILA. J'ai modifié ce sous-programme de façon à ce que le calcul de la propagation des traces inclu un traitement de la diffusion coulombienne multiple dans l'air, dans ISIS ($0.07\lambda_r$) et dans le Cerenkov FC ($0.04\ \lambda_r$) pour les particules chargées.

Les composantes de l'impulsion (Px, Py, Pz) et les coordonnées de position (x, y, z) mesurées dans le référentiel de l'EHS sont calculées pendant la propagation au niveau des huit plans per-

pendiculaires à l'EHS, qui sont présentés dans le tableau ci-dessous ;

Abscisse suivant OX (cm)	Détecteur	Section droite du détecteur (cm^2)
151,0	W_2	100 x 210
398,0	D_1	200 x 400
1181,1	D_2	
1266,0	D_3	
8000,0	ISIS plan intermédiaire	200 x 400
1901,0	D_4	100 x 200
3360,0	D_5	
3780,0	D_6	

Pour la traversée des champs magnétiques des aimants M1 et M2, on a inséré dans le programme les cartes de champ qui ont été établies pour les valeurs nominales des courants parcourant les bobines des aimants soit :

I_{M_1} = 4000 A correspond à un pouvoir de courbure moyen de 6 Tesla-mètres.

I_{M_2} = 1000 A correspond à un pouvoir de courbure moyen de 3,3 Tesla-mètres.

Le passage des particules à travers l'aimant est déterminé par un trou de (0,4 x 1,40) m^2 correspondant à l'entrefer de l'aimant. En fait, une plaque de blindage percée d'un trou de (0,4 x 1) m^2 a été ajoutée devant l'aimant au cours de l'année 1982 (voir chapitre 4).
Cette plaque n'est pas insérée dans le programme de simulation parce qu'elle n'existait pas encore à l'époque où ce travail a été effectué. Ceci a deux conséquences :

- les pourcentages calculés et présentés dans l'étude du second étage du spectromètre sont très légèrement surévalués (de quelques % par rapport à ce qu'ils seraient avec la plaque).

- certains diagrammes présentés au chapitre 4 présentent quelques points qui n'existeront pas réellement, correspondant aux trajectoires de particules qui seront arrêtées par la plaque de blindage et dont nous reparlerons dans la suite de l'exposé. Notons que cette plaque sera peut-être enlevée pour les prochaines prises de données.

Les programmes EXPLOR analysent les informations obtenues par le programme SIMOUT D.
Pour chaque plan W2, D1, D2, D3, ISIS (8 m), D4, D5, et D6, le programme calcule des diagrammes à deux dimensions mettant en ordonnée la coordonnée de position Y de l'impact de la particule dans le plan et en abscisse l'impulsion de celle-ci.

On a de plus défini trois plans perpendiculaires à l'axe OX de l'EHS pour représenter les calorimètres INC et FNC ainsi que le plan des miroirs du Cerenkov FC.
L'abscisse du plan représentant chaque calorimètre est choisie en tenant compte de la position moyenne des barycentres longitudinaux des gerbes hadroniques développées dans les cellules du calorimètre (voir chapitre 3).

Le calorimètre INC est donc représenté sur le plan d'abscisse 15,30 m suivant OX par une section droite transverse limitée extérieurement par un rectangle de 1,7 m de largeur sur 3 m de hauteur. Un rectangle de 40 cm de largeur sur 90 cm de hauteur délimite le trou central destiné au passage des particules rapides.
L'abscisse du plan perpendiculaire à l'axe OX de l'EHS représentant la section transverse ((1,5 x 3) m^2) du calorimètre FNC est 41,30 m.
Le plan moyen des miroirs du Cerenkov FC est situé suivant la direction OX à l'abscisse + 32 m. La section transverse du Cerenkov est de (1 x 2) m^2.

Le programme EXPLOR calcule des diagrammes à deux dimensions représentant la distribution des impacts de trajectoires dans les plans que l'on a défini.
Notons que le programme EXPLOR est utilisé dans le chapitre 3 et dans le chapitre 4 où l'on analyse la géométrie des trajectoires de particules dans le but d'établir un système de correspondance cellulaire entre les hodoscopes et le détecteur (FNC au chapitre 3 ou FC au chapitre 4) ; ceci en vue d'une utilisation de ces appareils dans le dispositif de déclenchement.

2.2.2. Optimisation de l'acceptance du spectromètre.

2.2.2.1. Résultats obtenus avec les valeurs nominales des pouvoirs de courbure.

Une première simulation effectuée en utilisant les pouvoirs de courbure nominaux et un faisceau de 70 GeV conduit aux chiffres suivants significatifs de l'acceptance géométrique du spectromètre lorsque les champs sont de même sens :

- le pourcentage de particules chargées détectées par D5 et D6 n'excède pas 13 % de l'ensemble des particules chargées détectées dans la chambre à dérive D1.

- 18 % des antiprotons produits sont susceptibles d'être identifiés par le détecteur FC (acceptance géométrique pour les $\bar{P}$, du plan médian contenant les miroirs).

- L'acceptance géométrique du calorimètre FNC est de 70 % pour les antineutrons (nombre de $\bar{n}$ atteignant la section médiane du calorimètre divisé par le nombre total d'antineutrons produits par les interactions dans la chambre à bulles).

- le calorimètre INC ne peut alors détecter (acceptance géométrique) que 7 % de l'ensemble des neutrons et antineutrons produits.

- On observe que la position moyenne de la distribution d'impacts des antineutrons dans la section médiane du calorimètre FNC est située à 40 cm (suivant la direction verticale OY) de l'intersection de l'axe de l'EHS avec ce plan.

Dans le cas de champs de même mesure, les pouvoirs de courbure des aimants (6 Tesla-mètres pour M1 environ et 3,3 Tesla-mètres pour M2) s'additionnent. L'acceptance géométrique du spectromètre est alors particulièrement faible, ce qui confirme nos présomptions.

2.2.2.2. Réglage de l'inclinaison du faisceau.

Les particules du faisceau sont très sensiblement défléchies par le champ magnétique de M1 avant qu'elles n'interagissent avec les protons de la cible (figure 2-3a).
A 100 GeV, l'angle de déflexion dans le plan de courbure atteint en moyenne 9 mrd au niveau du centre du volume fiduciel de RCBC et 18 mrd à l'abscisse + 25 cm suivant l'axe OY (limite du volume fiduciel de la chambre RCBC). Le rayon de courbure de la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique étant inversement proportionnel à la valeur de l'impulsion, l'effet observé ici qui est négligeable pour un faisceau de 200 à 400 GeV, devient important aux énergies considérées. Une conséquence de ce phénomène est que la direction moyenne des $\bar{n}$ (projetés sur le plan XOY) fait avec l'axe OX un angle de 9 mrd et qu'une partie importante de ces particules est arrêtée par l'aimant M2.

On a envisagé d'incliner le faisceau avant son entrée dans le champ magnétique de l'aimant M1. Ceci avait pour but d'améliorer l'acceptance du second étage du spectromètre, en particulier du calorimètre FNC, en nucléons neutres sans avoir à trop diminuer le pouvoir de courbure de M1.
Pour cela, on a proposé de disposer un aimant correcteur (de

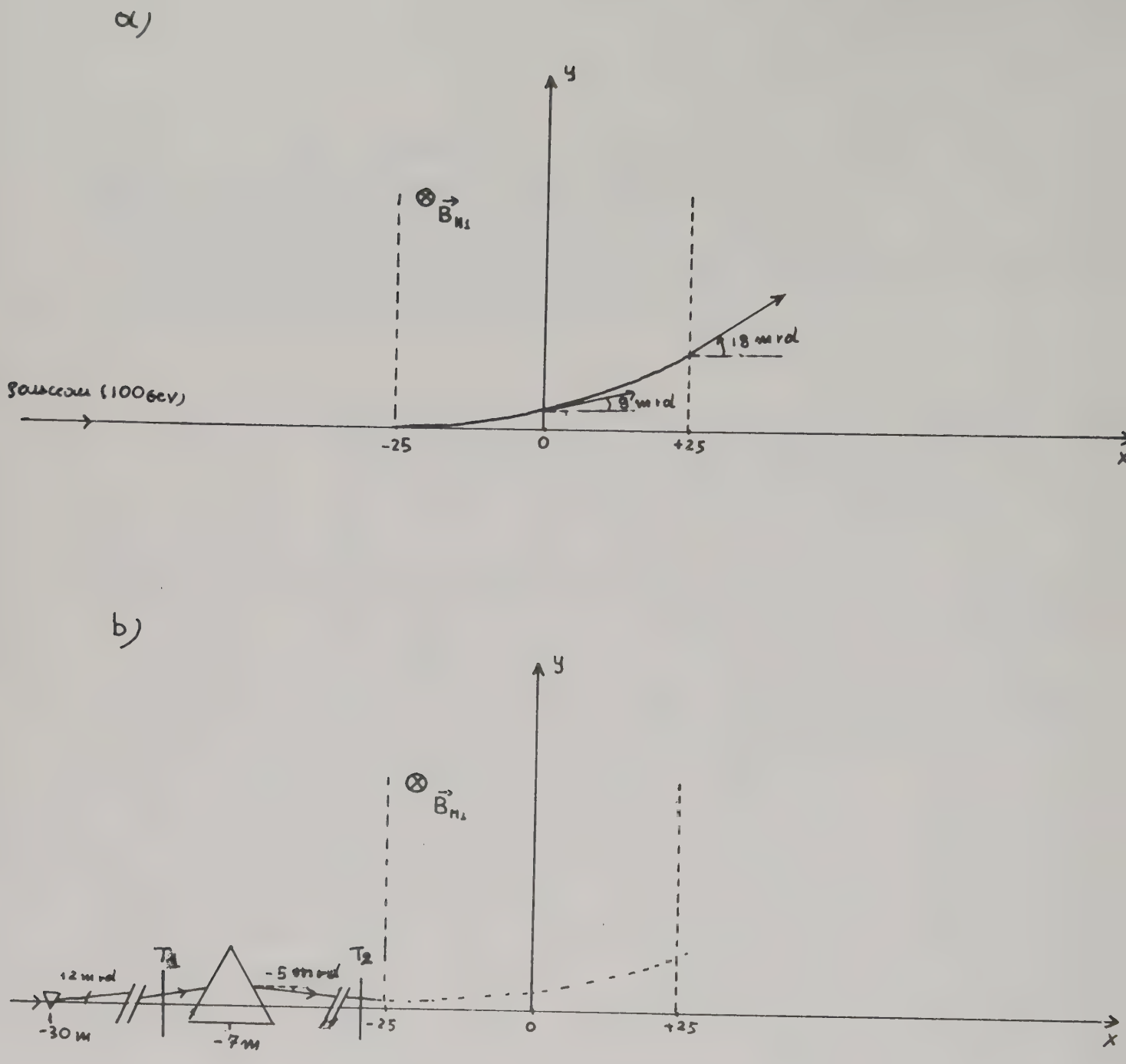


FIGURE 2-3 : a - déflexion du faisceau due au champ magnétique
b - le système d'aimants compensateur et correcteur proposé initialement.

pouvoir de courbure égal à 2,1 Tesla-mètres environ) à l'abscisse - 7 m suivant OX qui incline le faisceau avant son entrée dans le champ magnétique de M1. De plus, le dispositif aurait comporté (figure 2-3 b) un aimant compensateur situé à - 30 m de la chambre à bulles.

Avec ce système, le faisceau présente un angle d'incidence de - 5 mrd avant l'entrée dans le champ magnétique de M1. Cette solution s'est révélée impraticable pour plusieurs raisons :

- l'installation de l'aimant correcteur de 1 K Gauss pose un problème de place. En effet, des détecteurs nécessaires à d'autres expériences (γ production, petite chambre à bulles (HOLEPS) non déplaçable) doivent être placés à cet endroit.

- L'inclinaison du tube à vide de longueur 26 m n'est pas réalisable. L'enlever amène une dégradation non négligeable de la qualité du faisceau, due à la diffusion coulombienne multiple et aux interactions secondaires dans l'air.

- La procédure d'acquisition est déclenchée par un dispositif (voir chapitre 1) qui utilise deux hodoscopes T1 et T2. Il est important de garder un trajet rectiligne du faisceau entre T1 et T2.

2.2.2.3. Etude de l'acceptance du second étage du spectromètre en fonction des pouvoirs de courbure des aimants M1 et M2.

En premier lieu, on va chercher à augmenter l'acceptance géométrique du Cerenkov Avant FC de façon à éliminer en ligne le

maximum de non-annihilations donnant lieu à émission de ce type de particules. En contrepartie, on doit préserver une bonne résolution expérimentale sur la mesure de l'impulsion des chargés (en particulier des $\pi^{\pm}$) dans chaque étage du spectromètre. Celle du second étage est liée à une bonne acceptance géométrique des chambres à dérive D4, D5 et D6 pour ces particules.

On a produit une série de simulations effectuées avec un faisceau d'incidence parallèle à l'axe OX de l'EHS avant l'entrée des particules dans le champ magnétique de l'aimant M1.
Le programme utilise la carte de champ qui a été établie pour M1 lorsque le courant parcourant les bobines de l'aimant a la valeur : $I_{M_1} = 4000$ A ($\int_{M_1} B\,dl$ = 6 Tesla-mètres).

Lorsqu'on baisse le paramètre I_{M_1} dans la simulation, le programme effectue une réduction linéaire des valeurs de cette carte de champ. Lorsqu'on compare le pouvoir de courbure obtenu par le programme lorsque I_{M_1} = 2600 A et le pouvoir de courbure calculé à partir de la carte de champ qui a été mesuré expérimentalement avec cette valeur du courant I_{M_1} , on constate que globalement l'erreur moyenne sur le pouvoir de courbure est inférieure à 2 %. Pour notre étude, la méthode utilisée par le programme est donc satisfaisante (insérer dans le programme les cartes de champ établies pour des valeurs de pouvoir de courbure différentes de 6 Tesla-mètres (I_{M_1} = 4000 A) pose des problèmes techniques de place en mémoire de l'ordinateur difficiles à résoudre pour un gain en précision de calcul non justifié par cette étude, d'autre part se contenter d'introduire un simple champ uniforme dans le programme conduirait à une erreur moyenne sur $\int_{M_1} B\,dl$ nettement supérieure à 2 %.

Nous appelons NDi le nombre d'impacts de particules obtenu par le programme dans la chambre à dérive Di.
On étudie l'évolution des différents rapports ci-dessous définis en fonction du pouvoir de courbure des aimants M1 et M2 dans le cas où $\vec{B}_{M_1}$ est antiparallèle à $\vec{B}_{M_2}$.
Les quantités suivantes sont calculées pour des particules d'impulsion supérieure à 20 GeV/c (domaine d'impulsion du second étage du spectromètre).

- $\frac{N_{D_4}}{N_{D_3}}$ est caractéristique de l'acceptance de l'aimant M2 (nombre de particules traversant le trou) car D3 et D4 encadrent l'aimant.

- $\frac{N_{D_5}}{N_{D_3}}$ permet d'apprécier de manière globale l'acceptance du Cerenkov FC.

- $\frac{N_{D_6}}{N_{D_3}}$ reflète l'acceptance de l'ensemble du second étage, en particulier les possibilités de mesures d'impulsion des particules chargées avec les chambres à dérive.

Les résultats de cette étude sont présentés sous forme de graphiques : figure 2-4.
On constate que de façon générale, l'acceptance géométrique en particules chargées d'impulsion supérieure à 20 GeV est nettement meilleure lorsque l'on est dans le cas de champs magnétiques antiparallèles. Le rapport $\frac{N_{D_6}}{N_{D_3}}$ pour les $\pi^{\pm}$ qui est égal à13 % environ dans les conditions définies dans la proposition d'expérience (pouvoir de courbure de 6 Tesla-mètres et de 3,3 Tesla-mètres pour M1 et M2, varie alors de 50 à 28 % environ lorsque le pouvoir de courbure de M1 augmente de 3,75 Tesla-mètres à 6 Tesla-mètres environ et que les champs sont de sens opposés.

Dans le cas de champs de sens opposés, les rapports $\frac{N_{D5}}{N_{D3}}$ et $\frac{N_{D6}}{N_{D3}}$ présentent une décroissance rapide lorsque le pouvoir de courbure moyen de M1 diminue de 6 à 4,5 Tesla-mètres (IM1 diminue de 4000 à 3000 A) alors que ces rapports sont plutôt stabilisés autour de leur valeur pour $\int_{M_1} B\,dl$ de l'ordre de 4,5 Tesla-mètres (IM1 = 3000 A) lorsque le pouvoir de courbure de M1 est inférieur à 4,5 Tesla-mètres. D'autre part, l'influence de M2 sur ces rapports n'est pas prédominante.

Ainsi cette étude montre que les valeurs $\int_{M_1} B\,dl$ = 4,5 Tesla-mètres $\int_{M_2} B\,dl$ = 3,3 Tesla-mètres avec des sens opposés. conduisent à une acceptance en $\pi^{\pm}$ satisfaisante pour les détecteurs du second étage. La valeur du pouvoir de courbure de M1 est légèrement plus élevée que celle calculée au début du chapitre ($\int_{M_1} B\,dl$ = 4 Tesla-mètres) ce qui accroît d'autant la précision de mesure des chargés dans le premier étage.

Pour ces valeurs, nous avons porté sur les graphiques les résultats du programme de simulation utilisant un faisceau de 100 GeV. En comparaison avec la simulation dans les mêmes conditions à 70 GeV, on observe que le rapport $\frac{N_{D4}}{N_{D3}}$ est accru de 12 % (resp 6 %) pour les $\bar{P}$ (resp $\pi^{\pm}$).

Le rapport $\frac{N_{D5}}{N_{D3}}$ est égal à 94 % pour les $\bar{P}$. Ce même rapport est de 55 % environ pour les $\pi^{\pm}$. L'acceptance géométrique globale du Cerenkov est donc satisfaisante pour une utilisation dans le dispositif de sélection des annihilations comme d'ailleurs pour la séparation $\pi / K / P$ lors de l'analyse hors ligne.

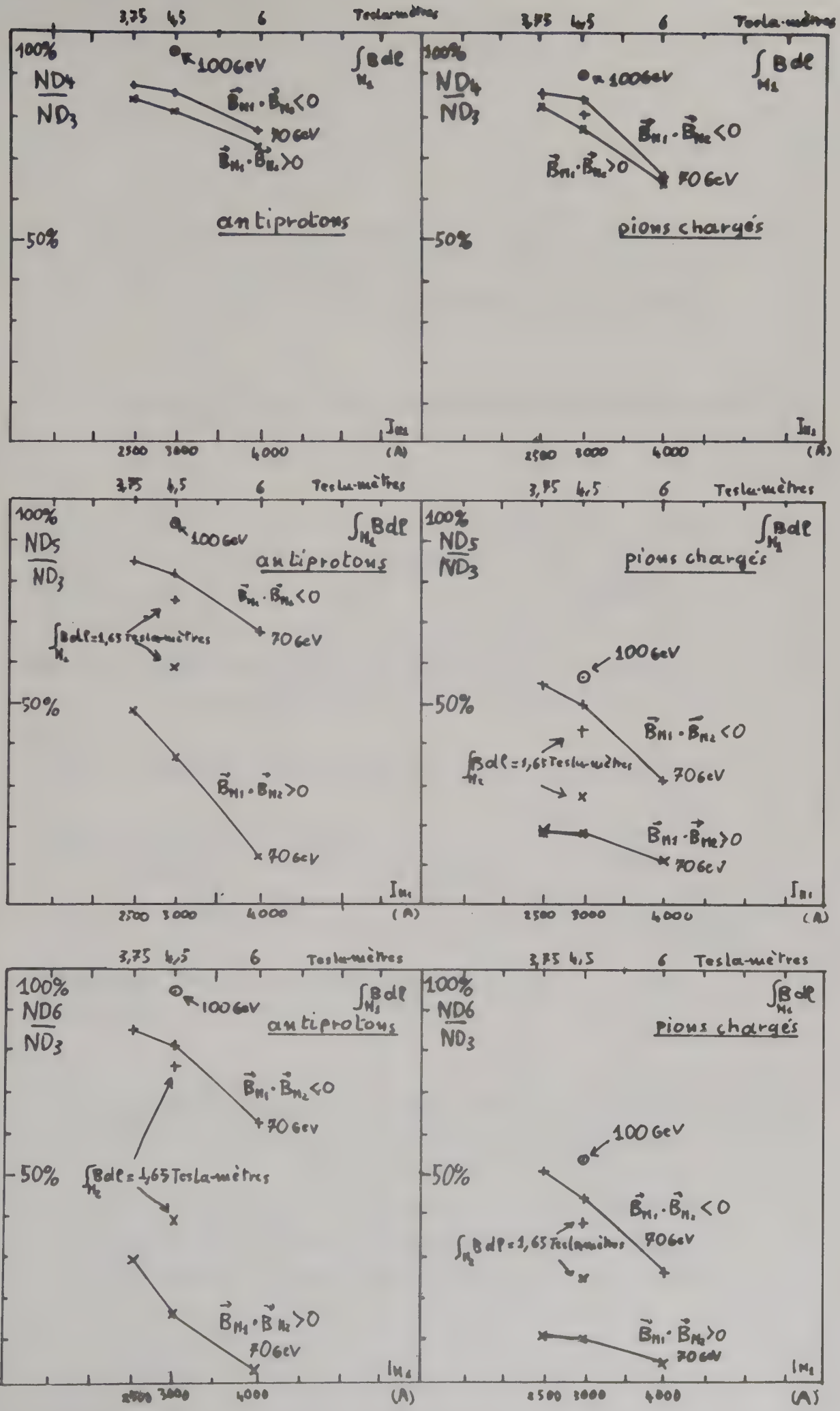

3,75 4,5 6 Tesla-mètres
100%
ND4/ND3
100 GeV
70 GeV
antiprotons
pions chargés
50%
2500 3000 4000 (A)
ND5/ND3
ND6/ND3
1,65 Tesla-mètres

FIGURE 2-4.

Le rapport $\frac{N_{D6}}{N_{D3}}$ est supérieur à 50 % pour les $\pi^{\pm}$, ce qui est compatible avec nos exigences pour la mesure de l'impulsion des chargés dans le second étage.

2.2.2.4. Acceptance géométrique en n et $\bar{n}$ des calorimètres FNC et INC.

Le pouvoir de courbure de l'aimant M1 doit aussi être choisi de façon à augmenter sensiblement l'acceptance en $\bar{n}$ du calorimètre FNC qui représente un élément crucial du dispositif de sélection. On doit d'autre part, analyser celle en n et $\bar{n}$ du calorimètre INC, qui devait être initialement couplé avec le FNC pour la sélection en ligne des annihilations.

On a déjà défini deux plans transverses représentant ces détecteurs (voir 2-2).
On appelle $N_{FNC}^{\bar{n}}$ le nombre d'impacts d'antineutrons dans la section transverse du FNC et $N_{INC}^{\bar{n}+n}$ le nombre de n et $\bar{n}$ traversant la section transverse de l'INC.
On a calculé les rapports suivants :

$\frac{N_{FNC}^{\bar{n}}}{N_{produits}^{\bar{n}}}$ = proportion d'antineutrons produits atteignant le plan moyen des barycentres des gerbes hadroniques du FNC.

$\frac{N_{INC}^{\bar{n}+n}}{N_{produits}^{\bar{n}+n}}$ = Proportion de n et $\bar{n}$ produits atteignant la section transverse représentative de l'INC.

La figure 2-5 présente l'évolution de ces rapports pour différentes valeurs des pouvoirs de courbure des aimants. On constate que si la courbe d'évolution de l'acceptance du FNC

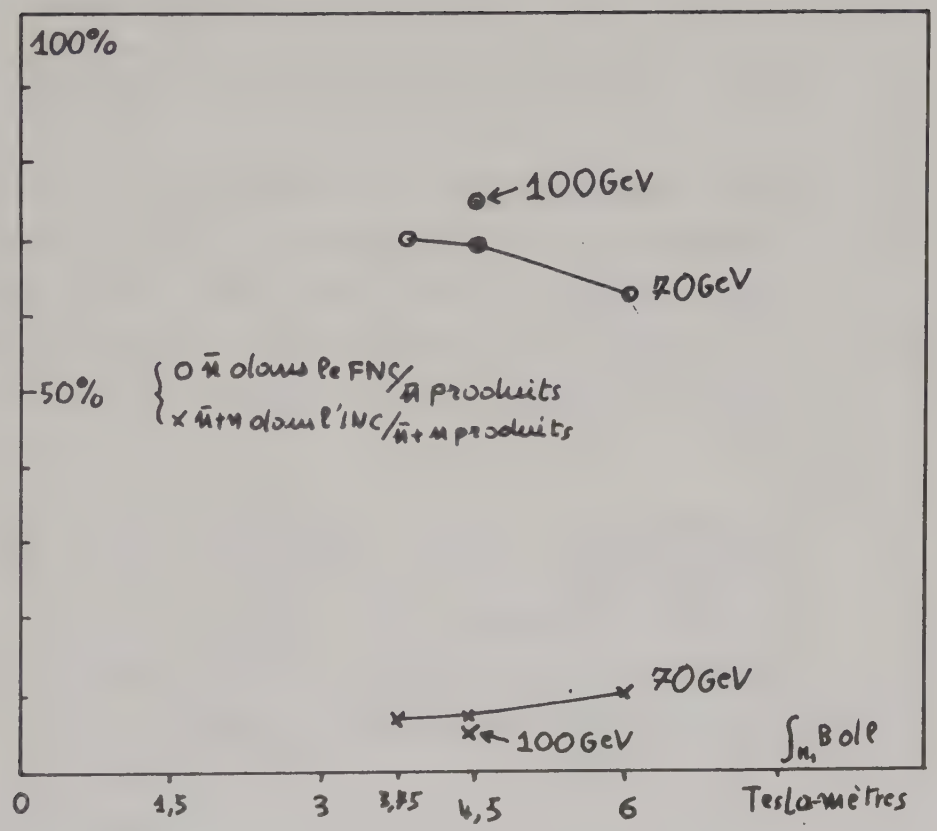


FIGURE 2-5 : Evolution de l'acceptance géométrique du calorimètre FNC ($\bar{n}$) et du calorimètre INC (n et $\bar{n}$) en fonction du pouvoir de courbure M1.

présente des caractéristiques similaires aux courbes précédemment obtenues, par contre l'acceptance de l'INC décroît légèrement lorsque le pouvoir de courbure de M1 diminue.
En effet, lorsque $\int_{M_1} B\,dl$ diminue, les particules du faisceau étant moins défléchies avant l'interaction, les antineutrons produits par cette dernière ont alors une probabilité plus élevée de traverser le trou de l'INC, celui de M2, et d'atteindre en conséquence le calorimètre FNC.

Ainsi, pour un faisceau de 100 GeV et $\int_{M_1} B\,dl = 4{,}5$ Tesla-mètres l'acceptance du calorimètre FNC est de 75 % environ pour les $\bar{n}$ (on l'évalue à 5 % pour les neutrons). Cette valeur qui répond aux critères analysés dans le paragraphe précédent est aussi satisfaisante pour l'utilisation en ligne de ce calorimètre.

Cependant, avec ce choix, l'acceptance géométrique de l'INC n'est plus que de 5 % pour les n et $\bar{n}$.
La figure 2-6 présente la distribution des impacts de n et $\bar{n}$ dans la section transverse de ce calorimètre. La plupart de ces particules sont réparties autour du trou.

Nous avons décidé de ne pas utiliser le détecteur INC et son hodoscope IH dans le dispositif de sélection en ligne pour trois raisons :

- l'INC n'est concerné que par 5 % des neutrons et antineutrons produits, ce qui représente un faible pourcentage comparé à l'efficacité géométrique du FNC.

- L'hodoscope IH est situé devant le détecteur de gammas IGD. Les tests expérimentaux et expériences déjà effectués ou en cours de réalisation (NA 27 par exemple) montrent que cette région du spectromètre est polluée par des particules para-

NX	DELX	XLOW	NY	DELY	YLOW	ENTRIES	LOST
100	1.7	-85.	100	2.	-100.	248	0

	X-UNDER	X-NORMAL	X-OVER	-FLOW
Y-OVER	0.	0.	0.	
Y-NORMAL	0.	248.	0.	
Y-UNDER	0.	0.	0.	

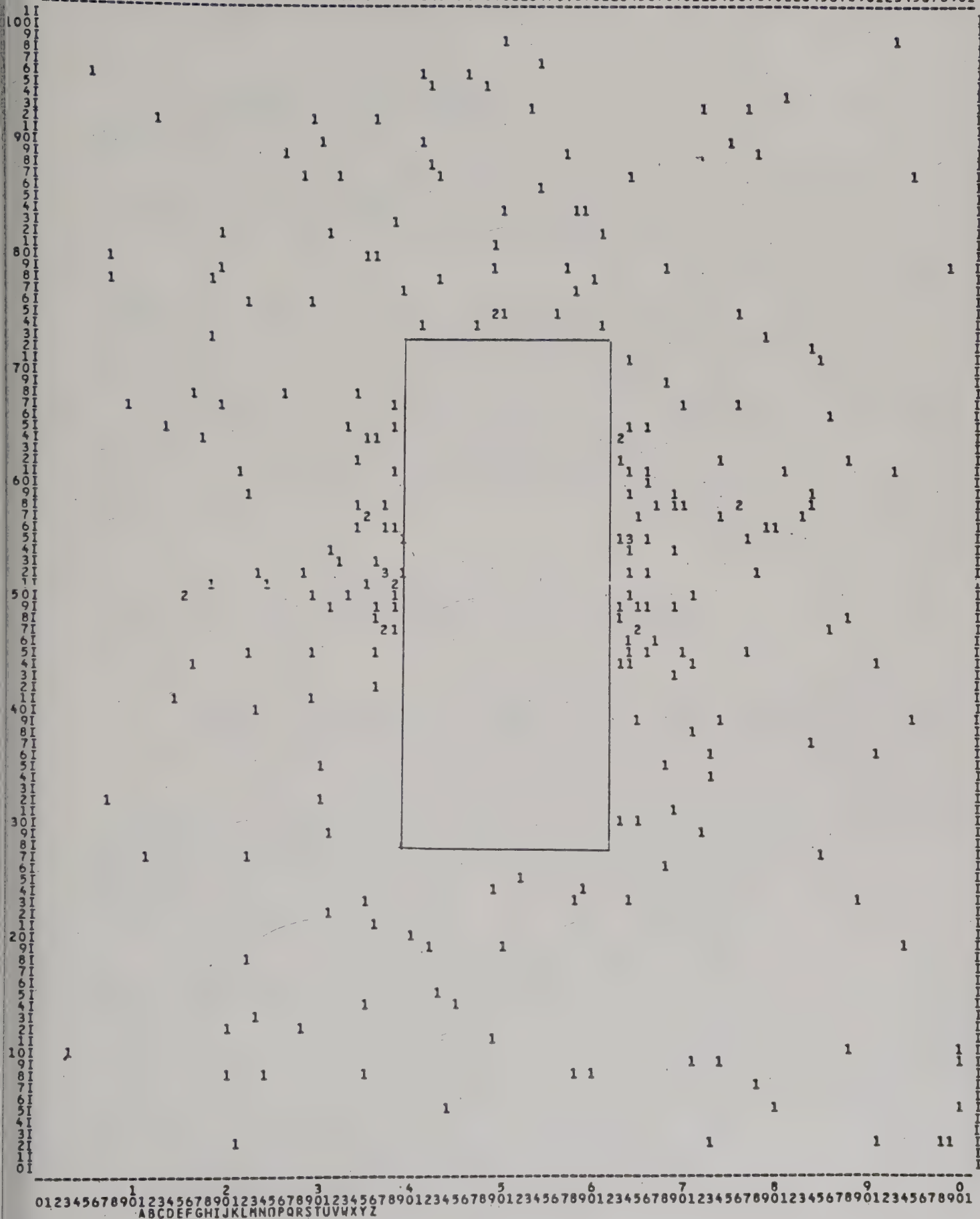


FIGURE 2-6 : Impacts de neutrons et d'antineutrons dans un plan transverse de l'INC.

sites ; la matière est importante dans ce premier étage du spectromètre et il y a de plus, possibilité de rétrodiffusion des particules dans le calorimètre à gammas IGD.
La logique d'un système de sélection en ligne utilisant ces détecteurs risque donc de provoquer des faux vetos et des ambiguïtés.

- La structure cellulaire de l'INC est complexe, la structure cellulaire de l'hodoscope contrôlant le caractère chargé du hadron incident, structure qui se déduit de l'étude des trajectoires de particules, sera en conséquence compliquée.
Pour traiter les informations provenant de ces deux détecteurs, l'électronique associée au système logique de sélection des n et $\bar{n}$ serait alors importante et coûteuse pour de piètres résultats.

Les informations provenant du détecteur INC sont alors utilisées dans une deuxième sélection hors ligne des annihilations.

2.2.2.5. Acceptance du premier étage dans le spectromètre.

Nous devons vérifier que les conditions de fonctionnement du spectromètre que nous avons choisies (soit faisceau de 100 GeV, pouvoir de courbure de M1 de 4,5 Tesla-mètres (IM_1 = 3000 A)) permettent d'obtenir une acceptance satisfaisante des détecteurs du premier étage du spectromètre.
On obtient les résultats suivants pour les particules chargées :

$$\frac{N_{D3}}{N_{D1}} = 62\,\%$$

2.2.2.5.1. Acceptance de ISIS.

Le rapport $\frac{N_{D2}}{N_{D1}}$ (particules chargées) caractérise l'acceptance globale du détecteur. Pour l'énergie du faisceau choisie : 100 GeV, ce rapport est égal à 65 %.
Cependant, le détecteur ISIS est conçu pour identifier (voir chapitre 1) les particules chargées qui ne traversent pas toute la longueur du volume fiduciel de la chambre.
Dans le programme, on a défini une section droite située à 8 m du centre de RCBC, ce qui permet d'évaluer le pourcentage de particules pouvant être identifié par ISIS

$\frac{N^{ISIS\ 8m}}{N_{D1}} \simeq 80\%$ pour les particules chargées.

2.2.2.5.2. Acceptance des Cerenkov SAD.

Les Cerenkov SAD permettent d'identifier les particules chargées d'impulsion comprise entre 1 et 5 GeV/c (voir chapitre 1). Ils sont situés juste devant la chambre à dérive D1.
On a déduit de la simulation que 61 % des particules chargées d'impulsion inférieure à 5 GeV/c atteignant cette chambre à dérive traversent les Cerenkov en question.

2.3. Conclusion.

Pour l'expérience $\bar{P}P$, on a été amené à choisir des conditions de fonctionnement du spectromètre de manière à augmenter l'acceptance des détecteurs du second étage utilisés par le dispositif de sélection tout en cherchant à préserver au maximum une bonne précision expérimentale $\frac{\Delta P}{P}$ dans chaque étage du spectromètre.

Pour un faisceau de 100 GeV d'incidence parallèle à l'axe OX de l'EHS, les paramètres que nous avons choisis sont les suivants :

- $\vec{B}_{M_1} \cdot \vec{B}_{M_2} < 0$
- $\int_{M_1} B\,d\ell = 4{,}5$ Tesla-mètres ($I_{M_1} = 3000\,A$)
- $\int_{M_2} B\,d\ell = 3{,}3$ Tesla-mètres ($I_{M_2} = 1000\,A$)

Ainsi, pour cette valeur de M1 qui est proche de celle calculée au début du chapitre, $\frac{\Delta P}{P}$ pour des impulsions inférieures à 20 GeV/c passe de 1 % (pour $\int_{M_1} B\,d\ell = 6$ Tesla-mètres) à 1,4 % avec le nouveau pouvoir de courbure.
Dans ces conditions, l'acceptance du calorimètre FNC pour les $\bar{n}$ est de 75 % ; l'acceptance géométrique du Cerenkov FC pour les $\bar{p}$ est de 94 %.

Nos demandes sont globalement satisfaites et l'acceptance en $\pi^{\pm}$ du second étage est fortement améliorée (acceptance de D6 pour les $\pi^{\pm}$ d'impulsion supérieure à 20 GeV/c dépassant 50 %).

Par ailleurs, on a montré que l'insertion du calorimètre INC dans le système de sélection n'est pas viable.
Les informations de celui-ci seront utilisées lors d'une seconde élimination hors ligne des annihilations.

CHAPITRE 2 : REFERENCES.

1 - OCZYLENSKI et al
Nucl. Phys. B 47, 633 (1972).

2 - F. CERULUS
Nuovo Cimento 19, 528 (1981).

3 - W. KITTEL, L. VAN HOVE et al
Comput. Phys. 1, 425 (1970).

CHAPITRE 3 : DETECTION EN LIGNE DES n ET $\bar{n}$ AVEC LE CALORIMETRE FNC.

Introduction.

Le calorimètre FNC est le détecteur de l'EHS utilisé par le système de sélection dans le but d'identifier en ligne les n et $\bar{n}$ produits par des événements $\bar{P}P$ de non-annihilation.
Un hodoscope FH lui est associé et doit permettre de détecter si la particule donnant lieu au développement d'une gerbe dans le calorimètre est chargée ou non.

Rappelons que le calorimètre FNC est de type fer-scintillateur (voir chapitre 1). L'épaisseur totale de fer du calorimètre est de 80 cm (épaisseur mesurée suivant la direction OX de l'EHS). Il présente un découpage en 200 cellules de (15 x 15) cm^2 couvrant une section transverse de (300 x 150) cm^2. Chaque cellule est composée de plaques de fer de 5 cm d'épaisseur et de plaques de scintillateur de 3 cm d'épaisseur. Elles forment une structure périodique fer-scintillateur. Un cylindre unique traverse longitudinalement la cellule et sert de guide de lumière (voir fig. 1-9). Le signal provenant du photomultiplicateur de la cellule représente la partie visible de l'énergie déposée par une gerbe hadronique dans celle-ci. Les dimensions des cellules dans la section transverse du calorimètre : (15 x 15) cm^2 ont été déterminées de façon à ce que l'on puisse reconstruire avec précision, à l'analyse, l'impact de la particule incidente dans ce plan (voir chapitre 1).

Pour notre dispositif, nous n'avons pas besoin d'une telle précision. Un découpage cellulaire aussi fin s'il était directement utilisé, compliquerait la structure cellulaire de l'hodoscope FH que l'on doit concevoir, augmenterait en conséquence le nombre de canaux à traiter par l'électronique et rendrait le coût de notre dispositif prohibitif. On a décidé, pour notre système, de regrouper 4 par 4 les cellules calorimétriques en sommant 4 à 4 les signaux analogiques provenant des photomultiplicateurs.
En tant qu'élément du dispositif de sélection, le calorimètre présente en conséquence un découpage en grandes cellules de (30 x 30) cm^2 de section droite transverse et nous considérons dans la suite de l'exposé ces cellules.

Le signal analogique provenant de chaque cellule est envoyé dans un discriminateur à seuil.
Rappelons que l'utilisation de C.A.D. est exclue parce que le temps de réponse de ces modules est de l'ordre de 1,5 ms, ce qui serait trop long pour que l'on puisse insérer le dispositif de sélection dans le deuxième niveau de déclenchement de l'expérience. Quant aux convertisseurs rapides, ils sont trop onéreux.

Le fonctionnement correct du dispositif de sélection des n et $\bar{n}$ dépend du choix du seuil à appliquer à ces discriminateurs :

- si la valeur de celui-ci est trop élevée, le dispositif risque de ne pas détecter un nombre important de n et $\bar{n}$ parce que l'amplitude du signal collecté dans les cellules touchées est inférieure au seuil.

- Si cette valeur est trop basse, le dispositif pourrait être déclenché à tort sur des signaux provenant de particules parasites ou provenant des queues de gerbes électromagnétiques non totalement absorbées dans le calorimètre à Gammas FGD, qui est situé devant le détecteur.

D'autre part, la logique de notre dispositif de sélection est basée sur un système de correspondance que l'on doit établir entre les cellules de l'hodoscope FH et celles du calorimètre FNC. Le choix de la valeur du seuil a aussi pour but de limiter l'extension latérale des gerbes hadroniques telle qu'elle est perçue par le dispositif, afin de mieux localiser la correspondance entre les cellules de l'hodoscope et celles du calorimètre (limitation des ambiguïtés).

La première partie de l'étude a pour objectif d'étudier les caractéristiques attendues du développement des gerbes hadroniques dans le calorimètre FNC. La construction du calorimètre et donc les tests de fonctionnement n'étaient à fortiori pas achevés lorsque cette étude a dû être faite. Celle-ci repose en conséquence sur les résultats obtenus avec des calorimètres de structure comparable utilisés dans d'autres expériences.
Cette étude ne peut donc conduire à une détermination exacte du seuil, mais a pour rôle de préciser une gamme de valeurs qui servira de base à la recherche expérimentale de celui-ci. Elle doit aussi permettre de mieux comprendre les problèmes pouvant se poser lorsque la valeur du seuil est prise trop basse ou trop élevée.

La seconde partie de l'étude conduit à définir la structure cellulaire de l'hodoscope FH et aboutit à établir un système de correspondance cellulaire entre l'hodoscope et le calorimètre. On en déduit la condition logique de veto d'un événement de non-annihilation ayant donné lieu à émission d'un nucléon neutre vers l'avant.

On utilise dans ce chapitre trois référentiels :

- le référentiel lié à l'EHS
- un référentiel calorimétrique, parallèle au référentiel de l'EHS, d'origine choisie à l'intersection du plan frontal du calorimètre FGD et de l'axe OX de l'EHS

- un référentiel propre à chaque gerbe hadronique dont l'origine est le point d'initialisation de la gerbe et l'axe OX est l'axe de développement longitudinal de celle-ci. Ce référentiel est direct et l'on utilise l'axe OY comme axe de projection.

3.1. Développement des gerbes hadroniques dans le calorimètre FNC.

3.1.1. Propriétés générales - caractéristiques des gerbes hadroniques.

Soit λ la longueur d'absorption de la matière du calorimètre : 19 cm pour le fer dans le FNC.
Une particule hadronique a une probabilité $f(\ell)$ d'interagir pour initialiser une gerbe hadronique après avoir traversé une longueur ℓ de matière depuis son entrée dans le calorimètre. Il a été vérifié expérimentalement que cette probabilité obéit à la loi statistique :

$$d f(\ell) = e^{-\frac{\ell}{\lambda}} \frac{d\ell}{\lambda} \quad \text{(ref 3-2)}$$

Depuis le point d'initialisation (vertex d'interaction) une gerbe hadronique va se développer :

- longitudinalement dans la direction $\vec{r}$ de la particule incidente.
- latéralement dans le plan transverse à cette direction $\vec{r}$.

Les processus qui entrent en concurrence dans le développement d'une gerbe hadronique sont complexes et mal connus. On distingue trois composantes participant à ces processus de dégradation de l'énergie dans la matière du calorimètre :

- création de hadrons par interactions secondaires
- excitation nucléaire des noyaux de fer
- cascades électromagnétiques liées à la désintégration rapide de π_0 en 2 photons.

On ne collecte dans les scintillateurs qu'une faible partie de l'énergie déposée par une gerbe dans un calorimètre.

Les modèles théoriques élaborés pour évaluer la part respective de ces trois composantes sont encore incertains. La figure 3-1 présente les résultats obtenus à partir de trois modèles différents pour prédire l'évolution de ces trois contributions relatives en fonction de l'énergie de la particule incidente.

L'essentiel de nos connaissances sur les gerbes hadroniques découle donc de mesures expérimentales. Nous les résumons ici :

On a une représentation de ces développements latéraux et longitudinaux par l'allure des distributions d'énergie visible déposée dans des plans transverses situés à différentes profondeurs du vertex d'initialisation.
Dans le cas où ces plans sont espacés de 5 cm de fer en moyenne (calorimètre analogue au FNC), on présente sur la figure 3-2 un exemple de distributions moyennes obtenues par les auteurs de la référence 3-3 pour une énergie de hadron égale à 86 GeV.

Pour une gerbe donnée, on définit les caractéristiques suivantes

- le point d'initialisation,
- l'extension longitudinale.

On peut définir expérimentalement la longueur de fer L (95 %) nécessaire pour qu'une gerbe hadronique dépose 95 % de l'énergie de la particule incidente. On paramétrise usuellement cette longueur (mesurée depuis le vertex d'initialisation) en fonction de l'énergie E du hadron incident par la formule semi-empirique (référence 1-2)

$$L\ (95\ \%) = 9\ \ln(E) + 40$$

E est exprimée en GeV
L est calculée en cm de fer.

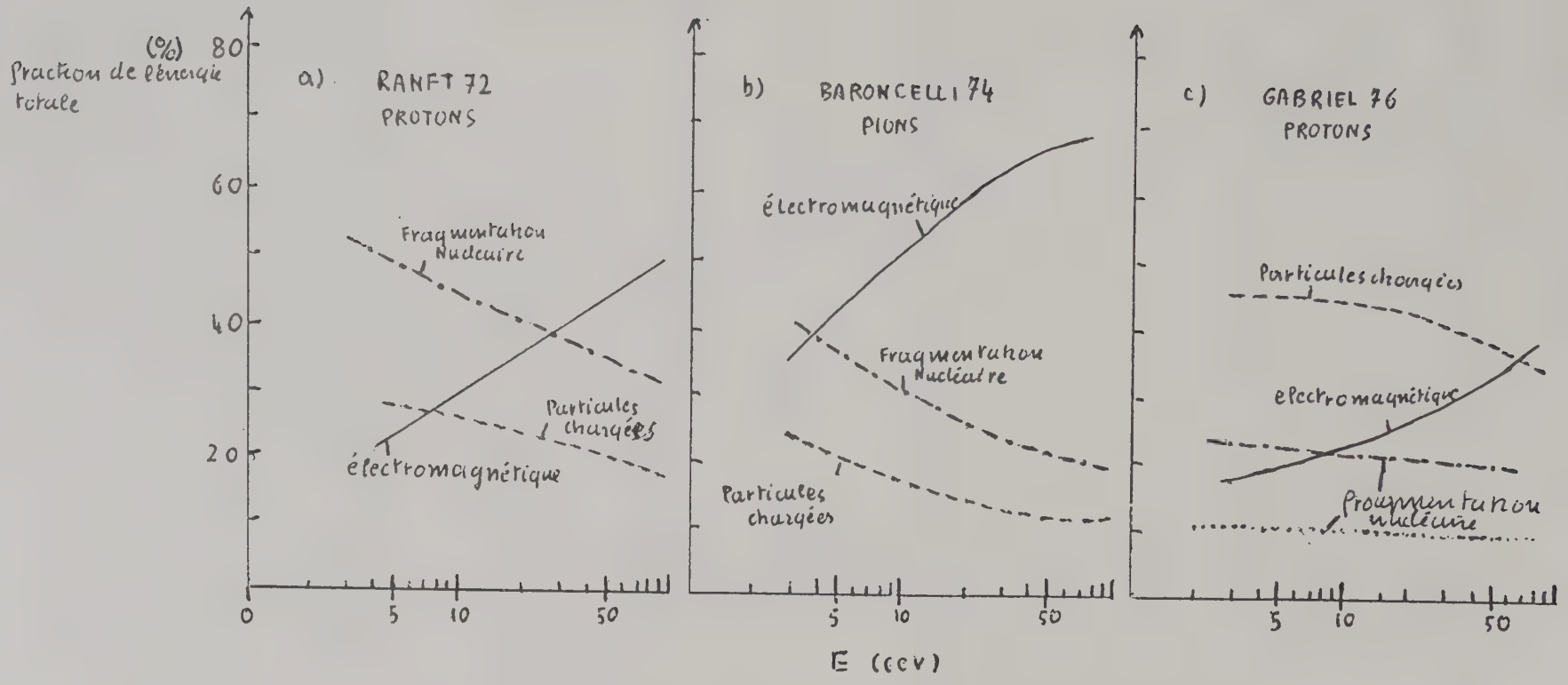


FIGURE 3-1 : Allure des contributions relatives des processus entrant en concurrence dans l'élaboration d'une gerbe hadronique en fonction de l'énergie du hadron incident (réf. 3-3). Simulations obtenues à partir de trois modèles théoriques différents.

- Le barycentre de la distribution longitudinale d'énergie déposée.

Si l'on désigne par Ei l'énergie déposée dans le plan transverse (i) du calorimètre, d'abscisse xi suivant l'axe OX du référentiel propre de la gerbe, l'abscisse x_b du barycentre de la distribution longitudinale d'énergie est :

$$x_b = \sum_i E_i x_i / \sum_i E_i \quad ; \quad E = \sum_i E_i$$

- le barycentre de la distribution latérale d'énergie déposée dans le plan i soit e_{ij} l'énergie déposée par une gerbe à l'abscisse moyenne y_{ij} (mesurée sur l'axe OY du plan i). L'abscisse y_{bi} du barycentre latéral est :

$$y_{bi} = \sum_j e_{ij}\, y_{ij} / \sum_j e_{ij} \quad ; \quad E_i = \sum_j e_{ij}$$

- l'écart-type de la distribution latérale d'énergie déposée dans chaque plan i.

$$W_i = \sqrt{\sum_j e_{ij} \times (y_{bi} - y_{ij})^2 / E_i}$$

Le développement des gerbes hadroniques présente des fluctuations très importantes. On peut observer sur la figure 3-3 une illustration typique de développements longitudinaux et latéraux de trois gerbes hadroniques initialisées par des pions de 10 et 86 GeV.

Les fluctuations longitudinales sont un facteur important limitant la résolution en énergie $\frac{\sigma(E)}{E}$ d'un calorimètre.

La figure 3-4 présente la distribution des abscisses

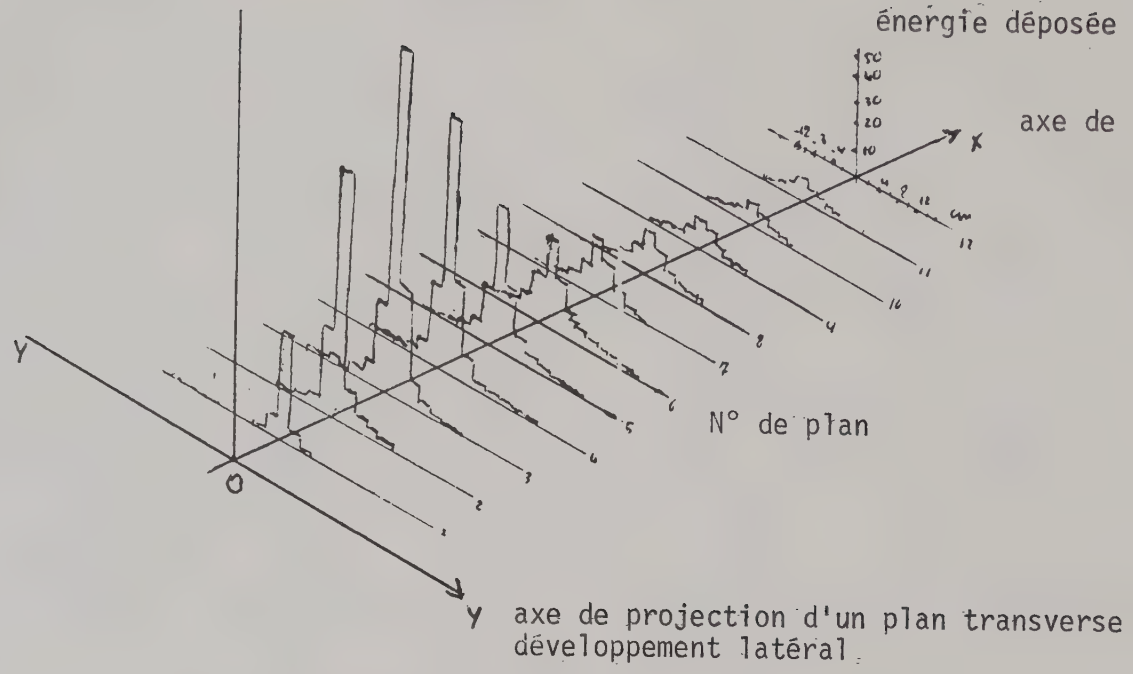


FIGURE 3-2 : Distributions moyennes d'énergie déposée dans 12 plans transverses par des gerbes hadroniques (réf. 3-3) initialisées par des π^- de 86 GeV.
Les plans sont séparés par une profondeur moyenne de 5 cm de fer.

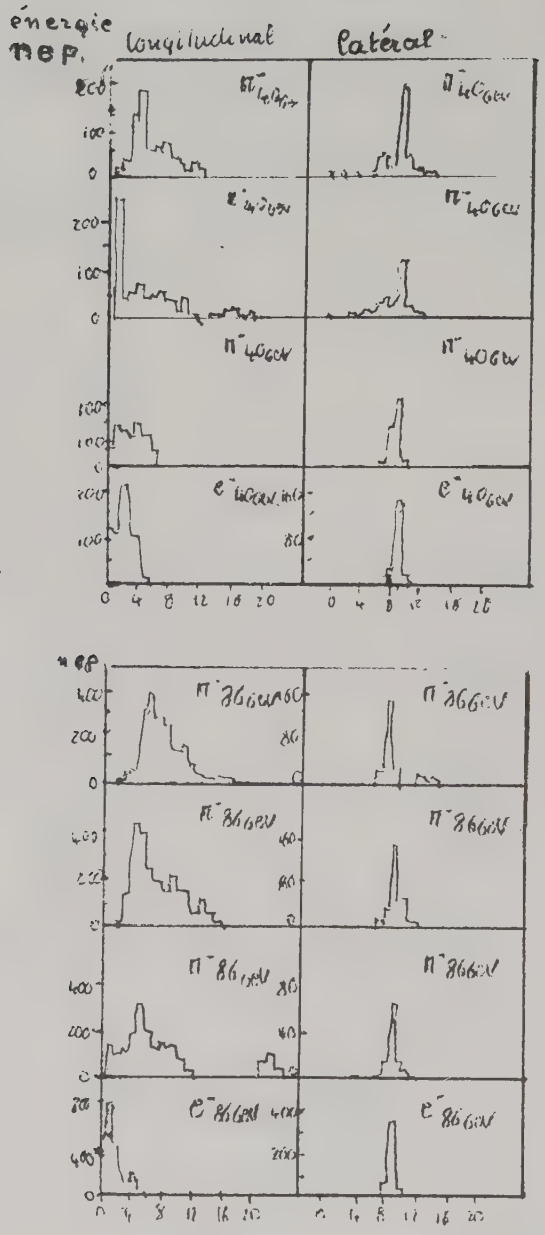


FIGURE 3-3 : Distributions longitudinales et latérales d'énergie visible déposée dans le fer par des gerbes hadroniques typiques de π^- de 40 et 86 GeV (Calorimètre de type fer-scintillateur de la référence 3-3).
Des exemples de distributions obtenues par des gerbes électromagnétiques initialisées par des e^- de 40 et 86 GeV sont figurées pour comparaison.

des barycentres longitudinaux de gerbes hadroniques développées dans le fer du calorimètre utilisé par les auteurs de la référence 3-4.
Les fluctuations latérales constituent un facteur essentiel limitant la précision sur la localisation dans le plan frontal, du point d'impact du hadron incident.
On peut synthétiser ces fluctuations latérales par :

- les fluctuations des barycentres de la distribution latérale autour de sa valeur moyenne $\bar{y}_{bi}$.
Bien que nous nous intéressons au calorimètre fer-scintillateur, nous présentons figure 3-5 la distribution des abscisses y_b des barycentres latéraux de gerbes développées dans l'aluminium. (C'est en effet à notre connaissance le seul exemple publié).

- Les fluctuations de la largeur de la distribution latérale d'énergie déposée dans une section transverse autour du barycentre latéral y_{bi} .

3.1.2. Choix d'un plan perpendiculaire à l'axe OX de l'EHS pour représenter les impacts de trajectoires de particules dans le FNC.

Considérons la position moyenne sur l'axe de l'EHS des barycentres longitudinaux de gerbes hadroniques développées dans le calorimètre FNC. Par l'analyse de la distribution de barycentres longitudinaux présentée sur la figure 3-4, nous avons évalué l'intersection du plan moyen barycentrique avec l'axe OX à une distance de 30 cm environ de l'abscisse suivant cet axe du plan frontal des cellules du calorimètre FNC. Ce plan des barycentres moyens sera désormais choisi comme plan représentatif du FNC et appelé plan des impacts dans le FNC.

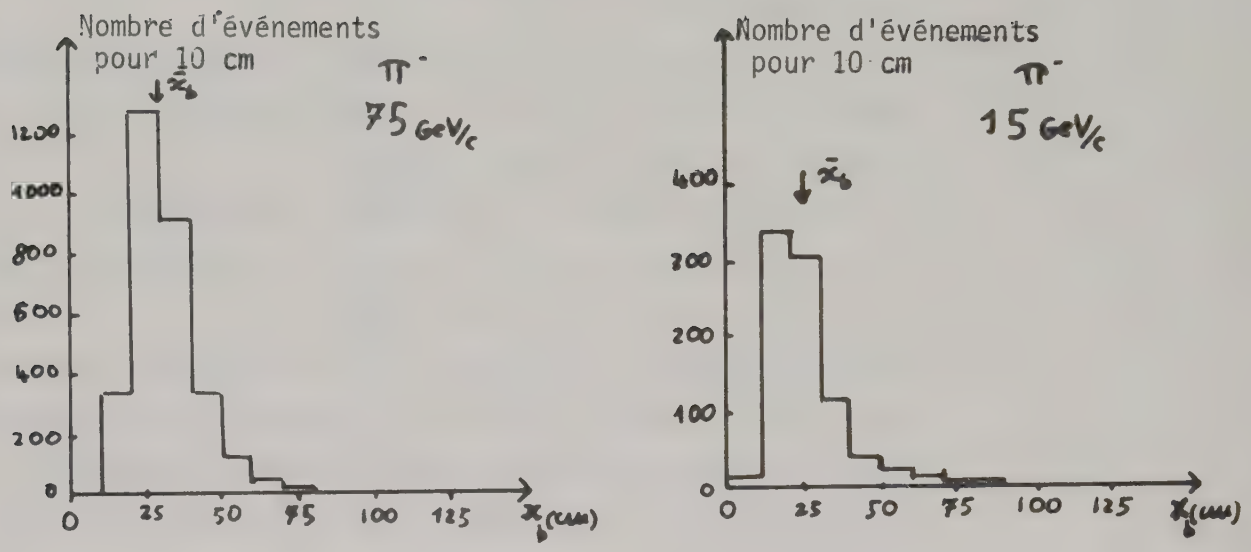


FIGURE 3-4 : Distributions des barycentres longitudinaux obtenus pour des gerbes de π^- initialisées dans le fer d'un calorimètre.

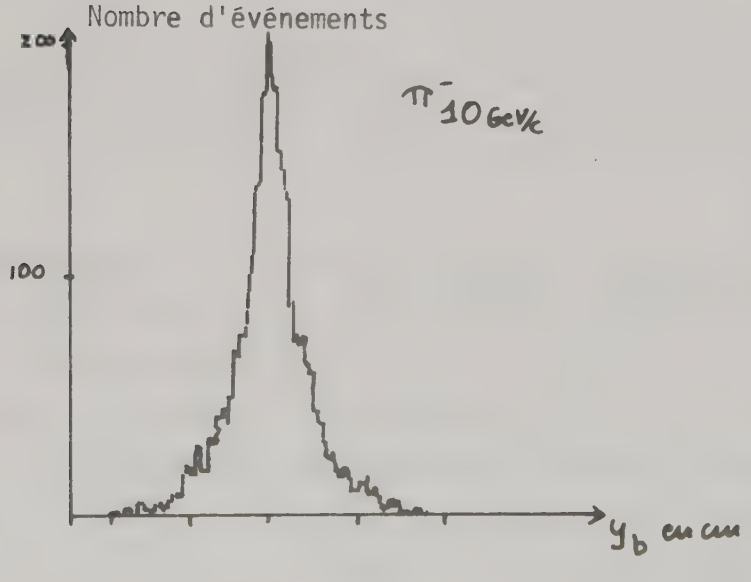


FIGURE 3-5 : Distributions des barycentres de distributions d'énergie visible déposée dans un plan transverse situé à une profondeur de 25 cm d'aluminium et 1 mètre d'air du vertex d'initialisation (calorimètre de type aluminium-scintillateur de la référence 3-2).

Pour simplifier, nous parlerons d'impact de particules dans ce plan pour désigner l'intersection de la trajectoire d'une particule avec ce plan bien que la plupart des gerbes soient initialisées avant.

3.1.3. Etude du signal total S collecté par les cellules du calorimètre FNC.

Nous allons étudier ici la loi de variation du signal total détecté dans les cellules du calorimètre FNC en fonction de l'abscisse l du point d'initialisation de la gerbe et de l'énergie du hadron incident.

La présence du calorimètre FGD devant le détecteur FNC est importante pour cette étude parce que la longueur de matière (verre au plomb) constituant ces cellules (80 cm) est suffisante pour que 66 % des hadrons incidents initialisent une gerbe dans le détecteur de Gammas (voir la suite). Nous allons ici montrer qu'une première conséquence de cette présence est que l'énergie déposée dans le calorimètre FNC et donc l'amplitude du signal collecté par les photomultiplicateurs, est fortement dépendante de la position du point d'initialisation dans l'ensemble calorimétrique formé par le FGD et le FNC.

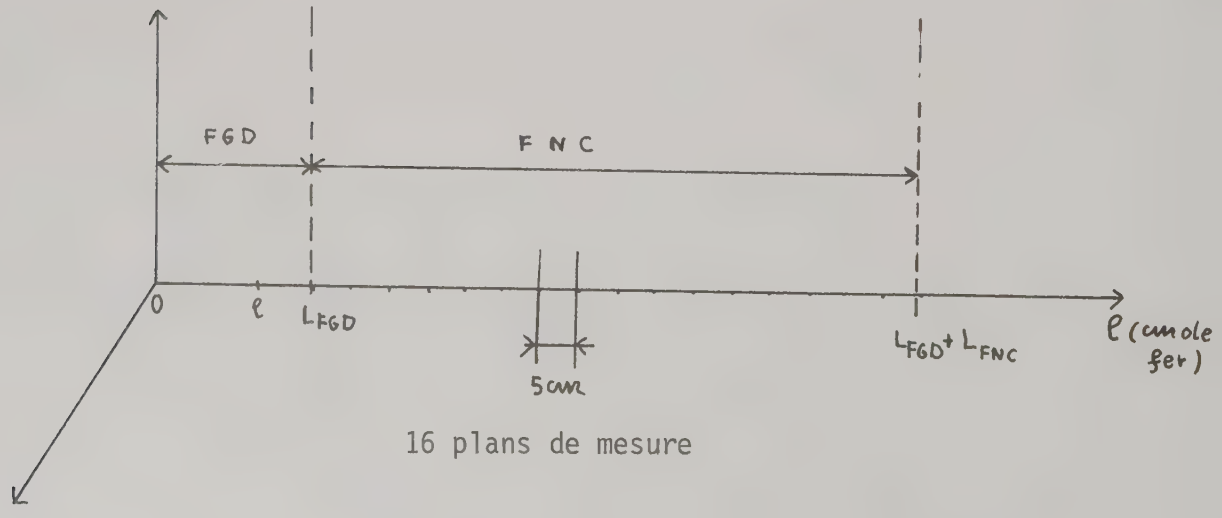
Bien que les propriétés des gerbes hadroniques soient différentes de celles des gerbes électromagnétiques, il n'est pas possible d'exploiter ces différences pour distinguer en ligne les gerbes hadroniques initialisées dans le FGD des gerbes électromagnétiques étant donné les quelques centaines de nanosecondes dont on dispose. En effet, l'hétérogénéité de l'ensemble (des

matériaux utilisés qui sont du verre au plomb pour le FGD et du fer pour le FNC, de l'électronique différente) conduit à des calibrations spécifiques à chaque détecteur. D'autre part les structures cellulaires des deux appareils sont différentes et la présence des trois parties du calorimètre FGD complique le problème. En plus, rappelons que nous ne pouvons pas utiliser les informations des convertisseurs analogiques digitaux qui sont trop lents pour notre système de sélection. Le seul paramètre accessible pour nous est l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre FNC.

Pour cette étude, nous assimilons le calorimètre FGD à une première partie du calorimètre FNC de longueur équivalente de fer L_{FGD} . Cette longueur est calculée à partir de tables de conversion entre le fer et le verre au plomb.

$L_{FGD} = 1,2\,\lambda$; λ est la longueur d'absorption dans le fer.

Nous représentons l'ensemble des détecteurs dans le référentiel calorimétrique sur le schéma suivant :



16 plans de mesure

La probabilité pour qu'une gerbe hadronique soit initialisée à l'abscisse ℓ obéit à la loi statistique déjà exprimée au paragraphe précédent :

$$d f(\ell) = e^{-\frac{\ell}{\lambda}} d\ell$$

La probabilité d'initialisation d'une gerbe hadronique dans le FGD est alors :

$$P = \int_0^{L_{FGD}} d f(\ell) = 1 - e^{-\frac{L_{FGD}}{\lambda}} \# 0,66$$

66 % des gerbes hadroniques sont initialisées dans le FGD.

Le calorimètre FNC étant en cours de réalisation, nous allons utiliser des données (distributions longitudinales moyennes d'énergie déposée dans le fer par des gerbes hadroniques de différentes énergies) obtenues par les auteurs de la référence 3-4.

En effet, le calorimètre de type fer-scintillateur, utilisé par ces auteurs, est de structure comparable au calorimètre FNC. Il est constitué de 30 plaques de fer de (120 x 120) cm^2 de section droite transverse sur 6 cm de profondeur. Les plaques alternent avec des plaques de scintillateur de 0,6 cm d'épaisseur. Contrairement au calorimètre FNC, cet appareil permet de mesurer directement l'énergie déposée dans chaque plan de scintillateur parce que chaque plaque est vue séparément par un photomultiplicateur. De plus, ce calorimètre per-

met une mesure des distributions transverses d'énergie déposée dans des plans situés à des profondeurs de 30,60 et 90 cm de fer. Ces plans sont en effet formés de plaques de scintillateur de (45 x 5) cm^2 de surface et chaque plaque est vue séparément par un photomultiplicateur.
Lors de cette expérience, les faisceaux de hadrons utilisés (essentiellement composés de π^-) avaient successivement les énergies : 15, 30, 50, 75, 100, 140 GeV.

L'énergie déposée dans chaque plan de scintillateur est exprimée en nombre de particules équivalentes (n e p). C'est une unité expérimentale dérivée des calibrations des calorimètres avec des spectres de muons. Une n e p correspond au signal obtenu au minimum d'ionisation pour des muons de même énergie que celle des hadrons que l'on doit étudier.

3.1.3.1. Calcul de S.

On va d'abord calculer le signal S collecté dans les 16 plans du calorimètre FNC* en faisant varier l'abscisse l du point d'initialisation de chaque gerbe hadronique entre les abscisses $\ell = 0$ et $\ell = L_{FGD} + L_{FNC}$ suivant la direction OX du référentiel calorimétrique. Au point d'initialisation fixé, les fluctuations dans le développement de gerbes donnent lieu à une incertitude sur S et nous raison-

* Etant donné le même ordre de grandeur de l'intervalle séparant les plaques de scintillateur dans le cas du calorimètre FNC et du calorimètre de la référence 3-4, on somme l'énergie déposée dans des plans espacés de 5 cm (correspondant à l'intervalle moyen mesuré en cm de fer séparant deux plaques de scintillateur par le calorimètre FNC comme pour le calorimètre de la référence 3-4).

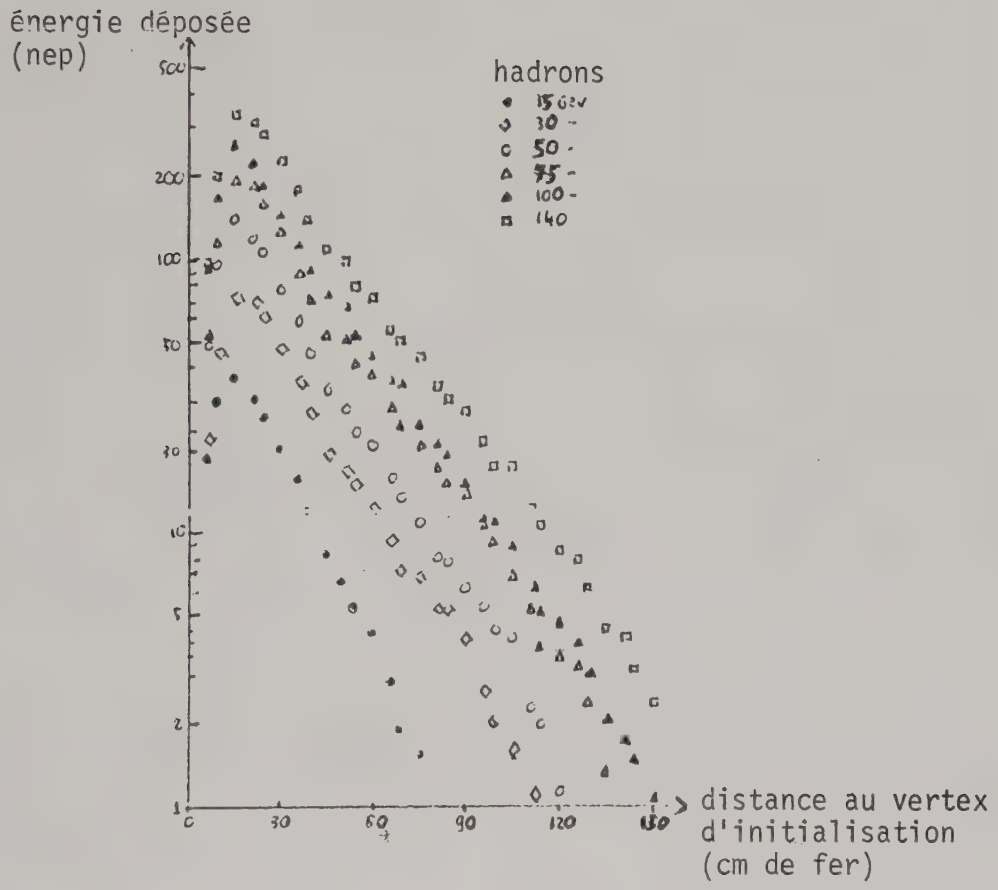


FIGURE 3-6 : Distributions longitudinales moyennes d'énergie déposée (réf. 3-4) par des gerbes produites par des hadrons de différentes énergies.

L'énergie déposée dans des plans de scintillateur disposés tous les 6 cm de fer suivant l'axe OX est mesurée en nombre de particules équivalentes (nep).

nerons sur sa valeur moyenne $\bar{S}$ autour de laquelle S fluctue en passant d'une gerbe à l'autre.

L'énergie déposée entre 0 et L_{FGD} de même que les queues de gerbes dépassant l'abscisse $L_{FGD} + L_{FNC}$ n'est pas prise en compte dans ce calcul.
On suppose que la gerbe ne dépose aucune énergie pendant la traversée de l'air (que l'on espère réduire à environ 50 cm (voir 3.4.3.)) séparant le plan arrière des cellules centrales du FGD du plan frontal du calorimètre FNC. (Ce dernier est alors supposé accolé au calorimètre FGD pour ce calcul).

Les distributions longitudinales moyennes de gerbes hadroniques s'initialisant à la même abscisse, qui sont obtenues avec le calorimètre de la référence 3-4 sont présentées sur la figure 3-6. Pour ces distributions moyennes, l'évolution du signal $\bar{S}$ collecté dans le FNC en fonction de l'abscisse 1 du point d'initialisation et de l'énergie du hadron a été calculée. Elle est présentée sur la figure 3-7.

Pour chaque énergie de hadron incident, la courbe $\bar{S}$ (1) présente les caractéristiques suivantes :

- entre $\ell = 0$ et $\ell = L_{FGD}$, la courbe a une dérivée $\frac{\partial \bar{S}}{\partial \ell}$ positive
- en $\ell = L_{FGD}$, elle présente un maximum : S_{max}
- entre $\ell = L_{FGD}$ et $\ell = L_{FGD} + L_{FNC}$, la dérivée $\frac{\partial \bar{S}}{\partial \ell}$ est négative.

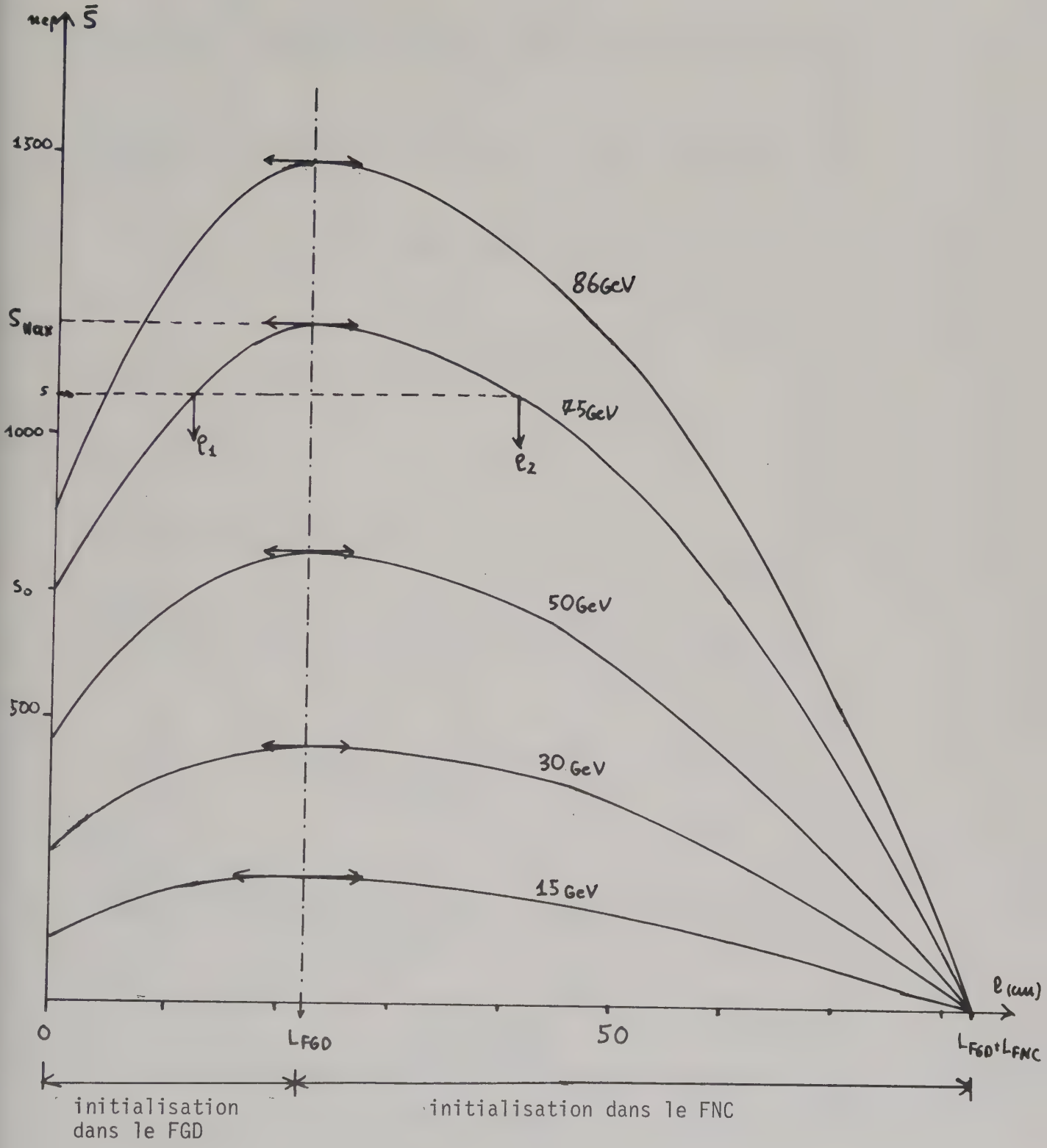


FIGURE 3-7 : Evolution du signal total moyen collecté par les scintillateurs du FNC en fonction de l'abscisse l du point d'initialisation de la gerbe et de l'énergie du hadron.

3.1.3.2. Probabilité d'obtenir un signal $\bar{S}$ lorsque l'abscisse varie.

Cette probabilité $F(\bar{s})$ se déduit de la loi de fréquence $f(\ell)$

$$F(\bar{s})\,d\bar{s} = \int_0^{\ell} \delta(\bar{s} - \bar{s}(\ell))\; d f(\ell)\; d\bar{s}$$

$$= \int_0^{\ell} \delta(\bar{s} - \bar{s}(\ell))\; e^{-\frac{\ell}{\lambda}}\, \frac{d\ell}{\lambda}\, d\bar{s}$$

L'allure de $\bar{S}$ ci-dessus décrite permet de distinguer deux domaines :

- entre $\bar{S}_o$ et $\bar{S}_{Max}$, 2 valeurs ℓ_1 et ℓ_2 de l'abscisse du point d'initialisation conduisent à la même valeur $\bar{s}$

$$F(\bar{s})\,d\bar{s} = \left\{ \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\ell_i}{\lambda}} \frac{1}{\left(\frac{d\bar{s}}{d\ell}\right)_{\ell_i}} \right\} d\bar{s}$$

- pour $\bar{s} < \bar{S}_{Max}$ 1 seule valeur ℓ_1 conduit à $\bar{S}(\ell_1)$

$$F(\bar{s})\,d\bar{s} = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\ell_1}{\lambda}} \frac{1}{\left(\frac{d\bar{s}}{d\ell}\right)_{\ell_1}}\, d\bar{s}$$

$F(\bar{s})$ présente une asymptote en $\bar{s} = \bar{S}_{Max}$ $\left(\frac{d\bar{s}}{d\ell} \to 0\right)$

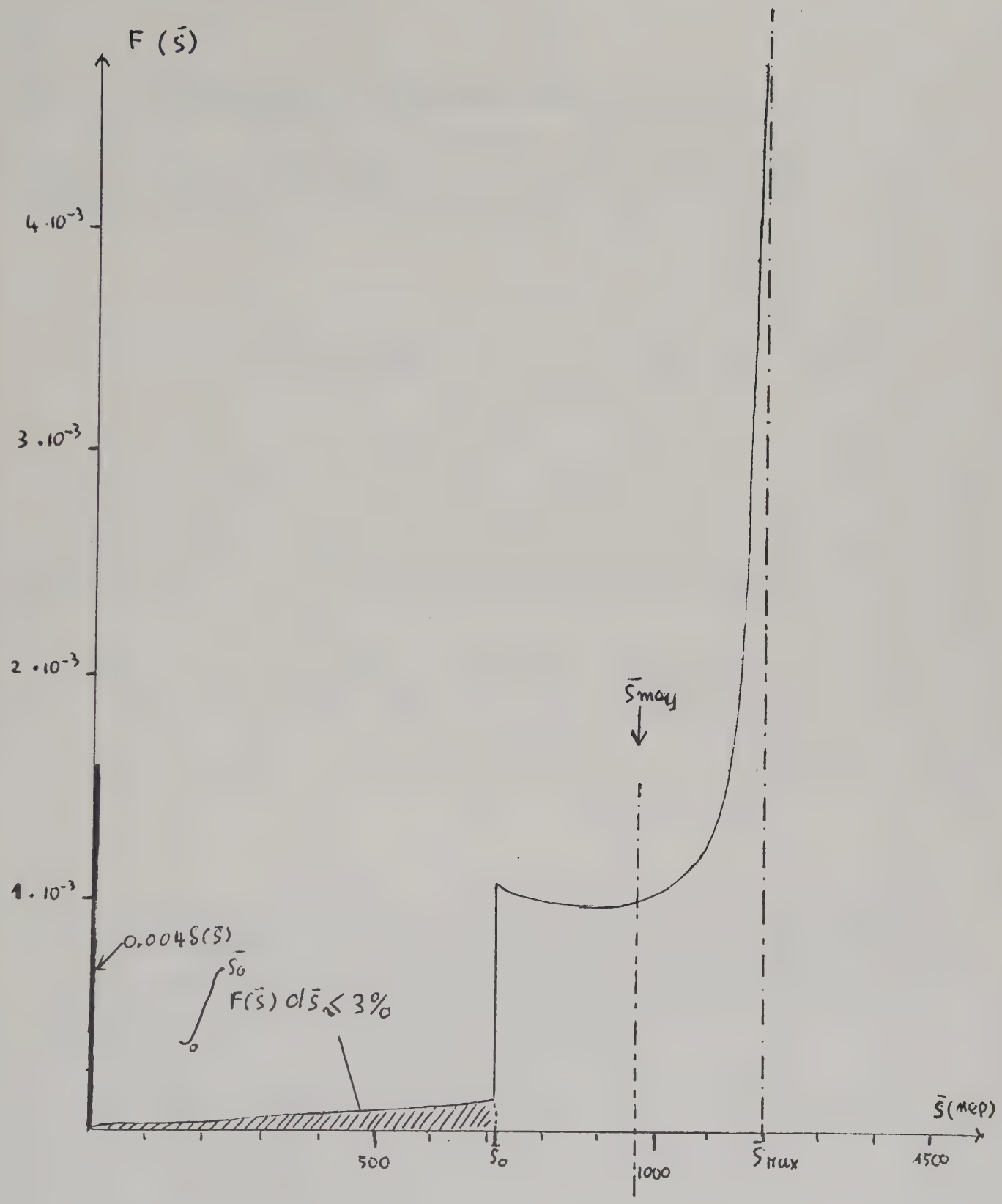


FIGURE 3-8 : Loi de fréquence $F(\bar{S})$ du signal total recueilli $\bar{S}$ dans le cas d'un hadron incident de 75 GeV.

Nous avons calculé $F(\bar{S})$ pour chaque énergie des hadrons incidents. Pour calculer $\frac{d\bar{S}}{d\ell}$ on a en fait, mesuré $\frac{\Delta\bar{S}}{\Delta\ell}$ pour des intervalles $\Delta\ell$ suffisamment petits (de façon à assimiler $\Delta\ell$ à $d\ell$). La figure 3-8 présente la courbe $F(\bar{S})$ que l'on obtient pour des hadrons de 75 GeV.
Notons que :

$$\int_0^{\bar{S}_{max}} F(\bar{S})\, d\bar{S} = 1 - \varepsilon \qquad \text{avec } \varepsilon = 0{,}004 \ (\text{à } 75\,\text{GeV})$$

Pour la suite du calcul, on négligera ε qui correspond aux hadrons qui n'interagissent pas dans l'ensemble calorimétrique, et donc ne peuvent être détectés par le système de sélection, ε ne représente qu'environ 0,4 % du total des hadrons de cette énergie.

D'autre part, 97 % des hadrons de 75 GeV fournissent un signal total dans les cellules du FNC compris entre $\bar{S}_0$ et $\bar{S}_{max}$.
En effet,

$$\int_0^{\bar{S}_0} F(\bar{S})\, d\bar{S} \leqslant 3\%$$

Pour alléger la figure, nous ne présentons pas les lois de fréquences obtenues avec des hadrons d'énergies différentes de 75 GeV. L'allure des courbes est similaire et le résultat essentiel est que 97 % des hadrons fournissent un signal compris entre $\bar{S}_0$ et $\bar{S}_{max}$, indépendamment de leur énergie.

Nous avons calculé la valeur moyenne de $\bar{S}$:

$$\bar{S}_{Moy} = \int_{0}^{\bar{S}_{Max}} \bar{S}\, F(\bar{S})\, d\bar{S}$$

Le tableau ci-dessous, repris graphiquement sur la figure 3-9, résume l'analyse effectuée dans ce paragraphe :

$\bar{S}$ \ E_{hadron}	15 GeV	30 GeV	50 GeV	75 GeV	86 GeV
$(\bar{S})_o$	110 nep	265 nep	442 nep	716 nep	872 nep
$(\bar{S})_{max}$	223 nep	447 nep	800 nep	1200 nep	1500 nep
$(\bar{S})_{moy}$	160 nep	375 nep	640 nep	980 nep	

Sur la figure 3-9, les droites interpolées entre les différentes valeurs de $\bar{S}_o$ (resp S_{Max}) délimitent deux secteurs correspondant l'un à une fréquence élevée d'observation de gerbes, l'autre à une fréquence faible.

Pour les calculs précédents, nous avons raisonné sur des gerbes hadroniques moyennes, ce qui nous fournit des informations sur l'effet d'un seuil appliqué à S, qui sont utilisées dans les paragraphes suivants.

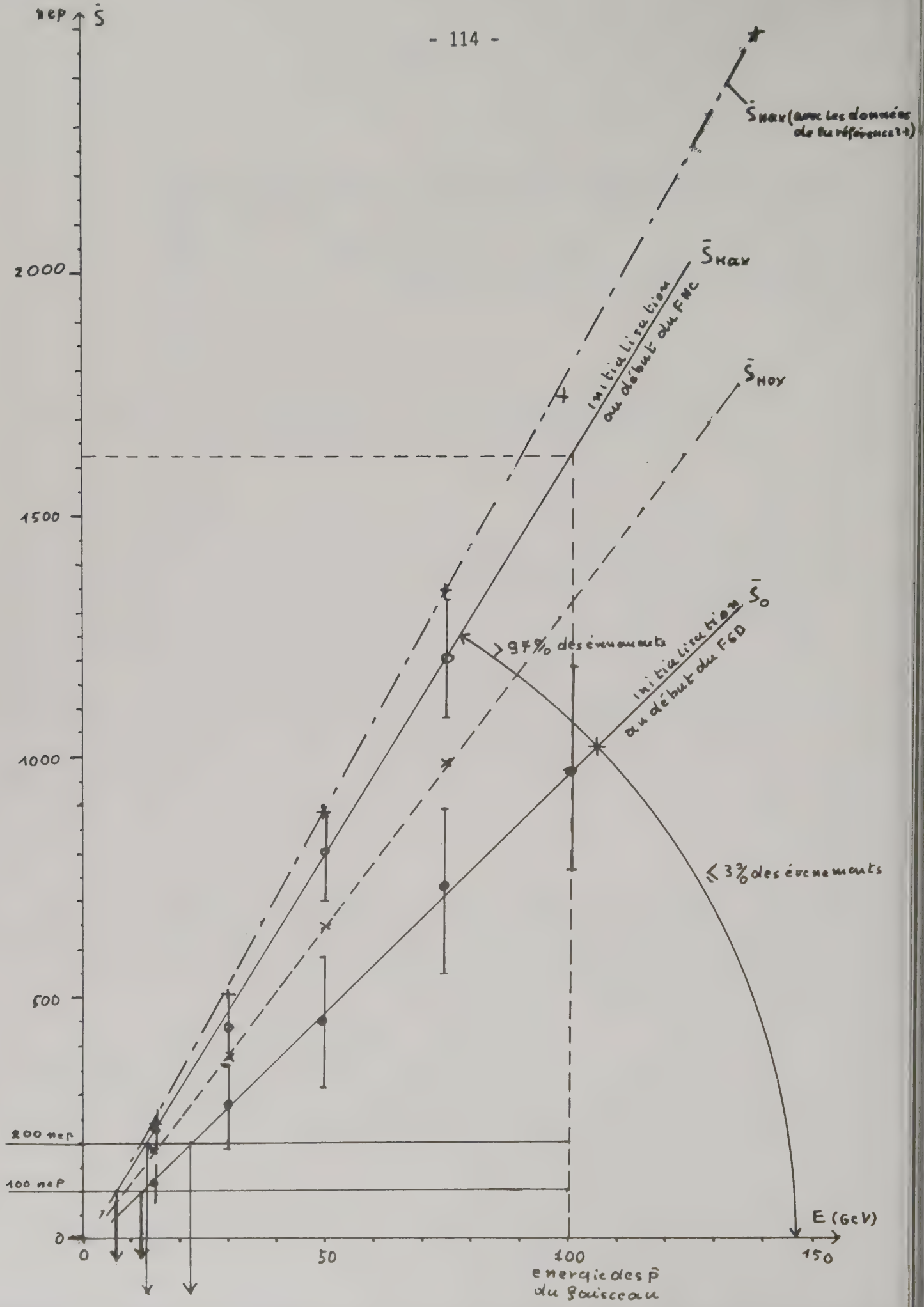


FIGURE 3-9 : Signal total collecté dans les scintillateurs du FNC en fonction de l'énergie du hadron incident et selon le point d'initialisation de la gerbe.

Cependant, les développements longitudinaux de gerbes sont soumis à d'importantes fluctuations. Pour notre utilisation, en particulier pour déterminer l'effet d'un seuil, on peut avoir une idée des fluctuations attendues sur So en utilisant les valeurs de l'écart-type calculées sur les énergies déposées dans chaque plan de scintillateur.
Ces valeurs sont fournies dans la même référence 3-4 pour les gerbes ici considérées.

On calcule σ_{S_o} pour chaque énergie de hadrons sans tenir compte d'éventuels termes de corrélation * pouvant exister entre les énergies déposées dans les plans successifs.

$$\sigma_{S_o} = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} \sigma_i^2}$$

où σ_i est l'écart-type sur la mesure de l'énergie collectée dans chaque plan de scintillateur.

Les valeurs de σ_{S_o} ainsi calculées ont été reportées sur la figure 3-9.

Les barres d'erreur portées sur les points définissant S_{Max}, sont déduites de la résolution attendue $\frac{\sigma(E)}{E}$ sur la mesure de l'énergie d'un hadron incident en l'absence du FGD. On a en effet maintenant une certaine connaissance de cette précision (référence 1-1) étant donné les calorimètres de cette conception fonctionnant actuellement. Cette précision semble probablement limitée

* Nous obtenons par cette méthode une estimation majorée de σ_{S_o} En effet, les valeurs de $\sigma_{S_{Max}}$ que l'on peut calculer par cette méthode sont supérieures aux valeurs reportées sur la figure 3-9 qui sont déduites de la précision sur la mesure en énergie du calorimètre $\sigma(E)/E$. Ceci semble bien indiquer l'existence de termes de corrélation dans les expressions, les coefficients de corrélation étant négatifs à longue portée (la valeur critique du seuil se situe pour des gerbes initialisées au début du FNC).

par les fluctuations de pertes d'énergie dues aux processus nucléaires. Elle dépend de l'épaisseur des échantillonnages successifs (ici 5 cm de fer) et est ici près de la limite de 10 % au-dessous de laquelle on ne peut espérer descendre.

On a vérifié de plus que les valeurs de $\bar{S}$ calculées précédemment étaient en accord avec celles que l'on peut déterminer à partir de données obtenues dans une autre expérience (référence 3-3). On présente les valeurs de $\bar{S}_{MOUSC}$ ainsi obtenues sur la figure 3-9. L'accord entre les deux courbes est satisfaisant.

On a visualisé sur la même figure l'effet de coupure d'un seuil de 100 et de 200 nep sur le signal S (voir les paragraphes suivants).
On constate que pour 100 nep (resp 200 nep), le dispositif de sélection ne pourra pas être déclenché sur des hadrons d'énergie inférieure à 7 (resp 13) GeV environ et sur un pourcentage décroissant de hadrons d'impulsion comprise entre 7 et 12 GeV (resp 13 et 22 GeV) environ.

3.1.4. Energie résiduelle déposée dans le calorimètre FNC par des gerbes électromagnétiques.

Les gerbes électromagnétiques initialisées par des photons dans le calorimètre FGD peuvent ne pas être totalement absorbées dans les cellules au verre au plomb de ce détecteur et déposer une énergie résiduelle dans le calorimètre FNC.

Les cellules du calorimètre FNC peuvent détecter cette énergie résiduelle. Si le signal correspondant est supérieur au seuil, il peut provoquer un faux veto de l'événement par le dispositif de sélection.

Le calorimètre FGD est destiné à l'étude des gammas provenant des désintégrations de π^0 .
Considérons pour l'expérience $\bar{P}P$, l'énergie maximale d'un γ provenant de la désintégration :

$$\bar{P} + P \longmapsto \pi^0 + \pi^0 \quad ; \; p_{\bar{P}} = 100\,\text{GeV} \Rightarrow \sqrt{s} \simeq 14{,}21\,\text{GeV}$$
$$\hookrightarrow \gamma + \gamma$$

L'énergie du π^0 émis vers l'avant est très légèrement inférieure à 100 GeV ($\simeq$ 99 GeV).
L'énergie maximale des γ provenant de désintégration $\pi^0 \longrightarrow 2\gamma$ est donc très peu différente de 100 GeV:
$E_\gamma^{max} \simeq 99\,\text{GeV}$

Dans le processus d'initialisation des gerbes électromagnétiques dans le verre au plomb du calorimètre FGD, le paramètre dominant est la longueur de radiation X_0 = 3,125 cm.
La position ℓ du point d'initialisation obéit à la loi statistique (loi vérifiée expérimentalement) :

$$df(\ell) = e^{-\frac{\ell}{X_0}} \frac{d\ell}{X_0}$$

La plus grande partie ($\sim$ 95 %) des gerbes électromagnétiques est donc initialisée dans la partie du FGD appelée convertisseur, c'est-à-dire, à une distance du plan frontal comprise entre 0 et 3 X_0 environ.

La référence 3-1 fournit une paramétrisation usuelle de la distribution longitudinale d'énergie déposée par une gerbe

électromagnétique :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^{\alpha} e^{-bt}$$

où E_0 = énergie du photon incident exprimée en GeV

X_0 = longueur de radiation dans le verre au plomb : 3,125 cm

b = $0,5 \pm 0,1$

t = $\frac{x}{X_0}$ où x est la distance entre le point d'initialisation et le plan de mesure (suivant l'axe OX du référentiel propre de la gerbe).

α dépend de l'énergie du γ et du matériau considéré (ici le verre au plomb). Sa forme explicite peut être trouvée dans la référence 3-1.

Nous avons simulé à partir de cette formule le développement longitudinal de gerbes électromagnétiques dans le calorimètre FGD pour des Gammas d'énergie comprise entre 0 et 60 GeV. On suppose que toute l'énergie non déposée dans le FGD est recueillie dans le FNC.
On présente figure 3-10 l'évolution attendue de l'énergie déposée dans le calorimètre FNC par les gerbes électromagnétiques ainsi simulées.

Si le rapport de conversion (nep/GeV déposée dans le fer) est le même pour les gerbes électromagnétiques et pour les gerbes hadroniques, en extrapolant la figure 3-10 et en utilisant la figure 3-9, le signal $\bar{S}$ collecté par les cellules du FNC pour un γ de 100 GeV ne devrait pas dépasser 100 nep.

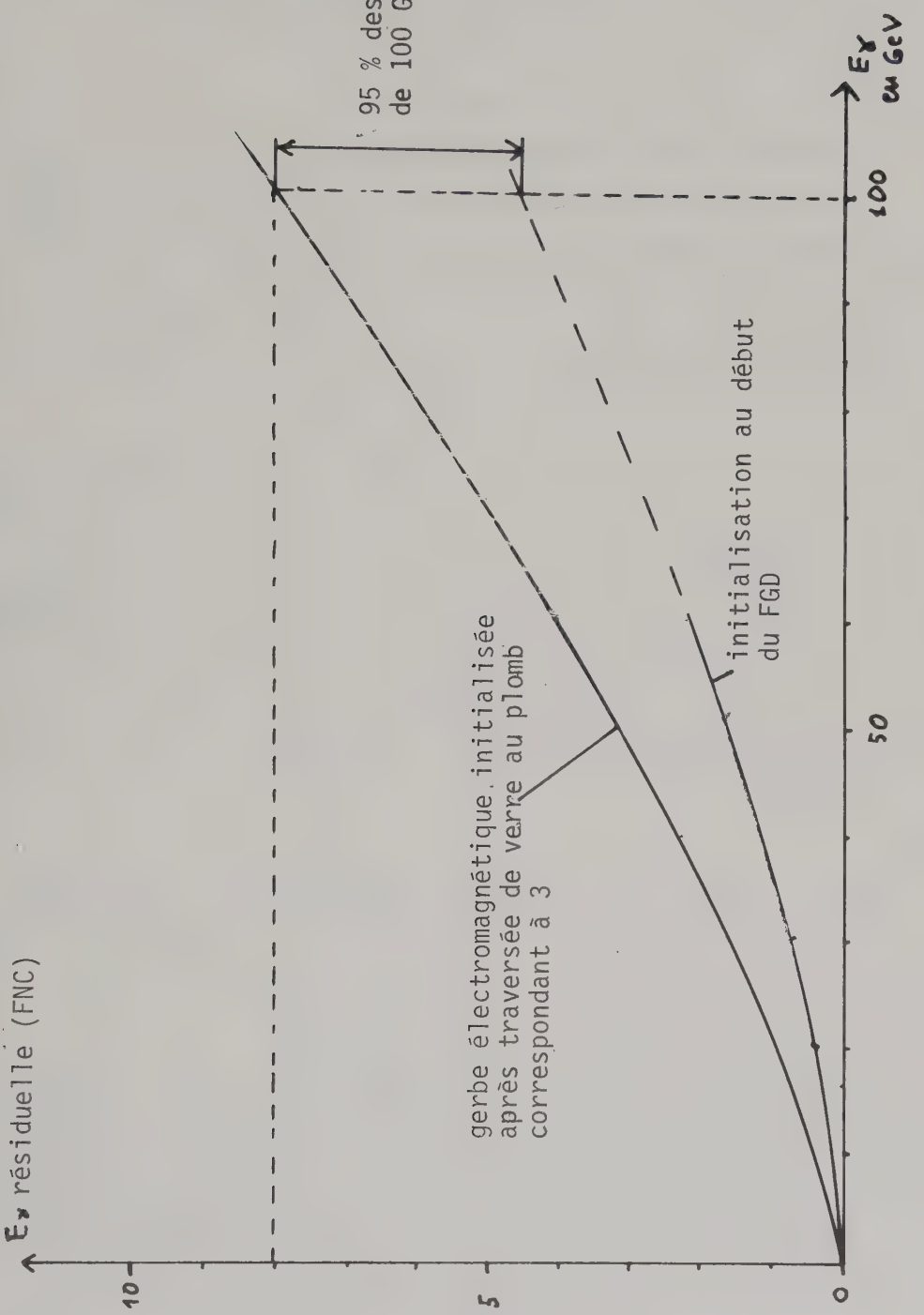


FIGURE 3-10 : Evolution calculée de l'énergie électromagnétique résiduelle déposée dans le FNC en fonction de l'énergie du photon incident dans le FGD.

3.1.5. Distributions latérales de l'énergie déposée dans le calorimètre FNC - Effets de l'application d'un seuil.

On établit dans la seconde partie de ce chapitre la structure cellulaire de l'hodoscope FH. Cette structure doit être étudiée pour que le système de correspondance cellulaire entre l'hodoscope et le calorimètre FNC tienne compte de l'étalement latéral des gerbes hadroniques autour du point d'impact du hadron dans le plan transverse du FNC.

Nous montrerons lors de cette étude que l'on ne peut établir une structure cellulaire simple (contraintes de fabrication qui demandent des cellules de tailles égales), permettant néanmoins de concevoir une logique suffisamment contraignante vis-à-vis des parasites et ambiguïtés dues aux impacts multiples, que si la demi-extension latérale de la gerbe autour du point d'impact (perçue par le dispositif) ne dépasse pas 7 à 8 cm.

Cette limitation de la demi-extension latérale des gerbes dépend du choix du seuil d'entrée dans la logique du dispositif (utilisation de discriminateurs à seuil réglable).

On appellera $\alpha(99\%)$ l'extension maximale telle que, compte tenu des diverses fluctuations qui ont lieu dans la formation des gerbes, il y ait 99 % de chances qu'un hadron chargé ne produise pas de signal supérieur au seuil au-delà de cette distance (dans une cellule voisine qui n'appartient pas au système de correspondance d'un hadron chargé).
L'estimation de cette distance $\alpha(99\%)$ doit prendre en

compte :

- la position aléatoire du point d'initialisation de la gerbe dans l'ensemble FGD et FNC.
- le développement aléatoire des gerbes (fluctuations latérales et fluctuations longitudinales);
- la distance séparant le FNC du FGD et qui peut se traduire par un élargissement de la gerbe se propageant dans l'air.
- l'inclinaison de l'axe du hadron incident.
- la diffusion multiple dans le FGD dans le cas d'une initialisation dans le FNC
- la valeur du seuil.

Nous allons maintenant analyser successivement ces points. Cependant, le choix du seuil qui résulte de cette estimation de d (99 %) doit avant tout éviter la détection des queues de gerbes électromagnétiques produites dans le FGD. C'est pourquoi nous avons pris comme limite inférieure du seuil (lors de cette estimation) 100 nep (évaluation du paragraphe 3-1-3). D'autre part, la valeur du seuil ne doit pas être trop élevée pour limiter la non détection des hadrons neutres de faible impulsion (voir 3-1-5).

Soit deux cellules A et B du calorimètre FNC, adjacentes suivant la direction YY'.
On suppose que l'impact I, de la trajectoire d'un hadron donné (dans le plan transverse du calorimètre défini au 3-1-1) est situé dans la cellule A et que les signaux s_A et s_B sont collectés dans les cellules. Dans un premier temps, on considère (pour simplifier le raisonnement), que les cellules sont de grandes dimensions, suivant la direction ZZ' par rapport

à l'extension latérale de la gerbe et que la gerbe est initialisée au début du FNC.

Soit d la demi-extension latérale d'une gerbe, telle qu'elle est perçue par la logique de sélection pourvue d'un seuil de détection S_{seuil}. Pour une valeur donnée de S_{seuil}, d dépend de l'énergie et s'exprime en toute généralité :

$$\int_{o}^{+\infty} \frac{dE}{dy}\, dy = S_{seuil}$$

où $\frac{dE}{dy}$ est la distribution latérale d'énergie déposée par la gerbe (intégrée longitudinalement).

Pour un seuil fixé et une énergie du hadron incident donnée, d est une variable aléatoire fluctuant autour de sa valeur moyenne $\bar{d}$. La loi de cette variable résulte des différentes lois aléatoires précitées qui président à la formation des gerbes hadroniques et que l'on va chercher à prendre en compte.

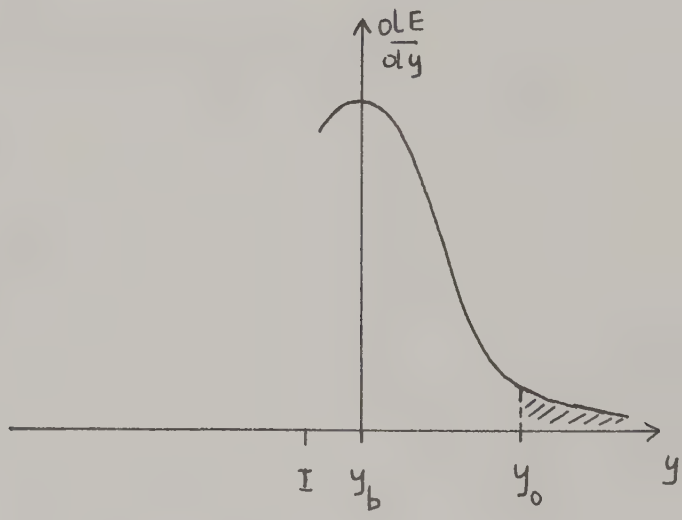
3.1.5.1. Estimation de la demi-extension latérale moyenne $\bar{d}$.

3.1.5.1.1. Cas d'une trajectoire de hadrons orthogonale au plan transverse du FNC.

Soit y_o la demi-extension latérale de la gerbe moyenne, pour une énergie et un seuil donnés, et telle qu'elle est perçue par le système de sélection lorsque la direction in-

cidente du hadron est orthogonale au plan d'entrée du FNC.
y_o est telle que :

cas de l'orthogonalité



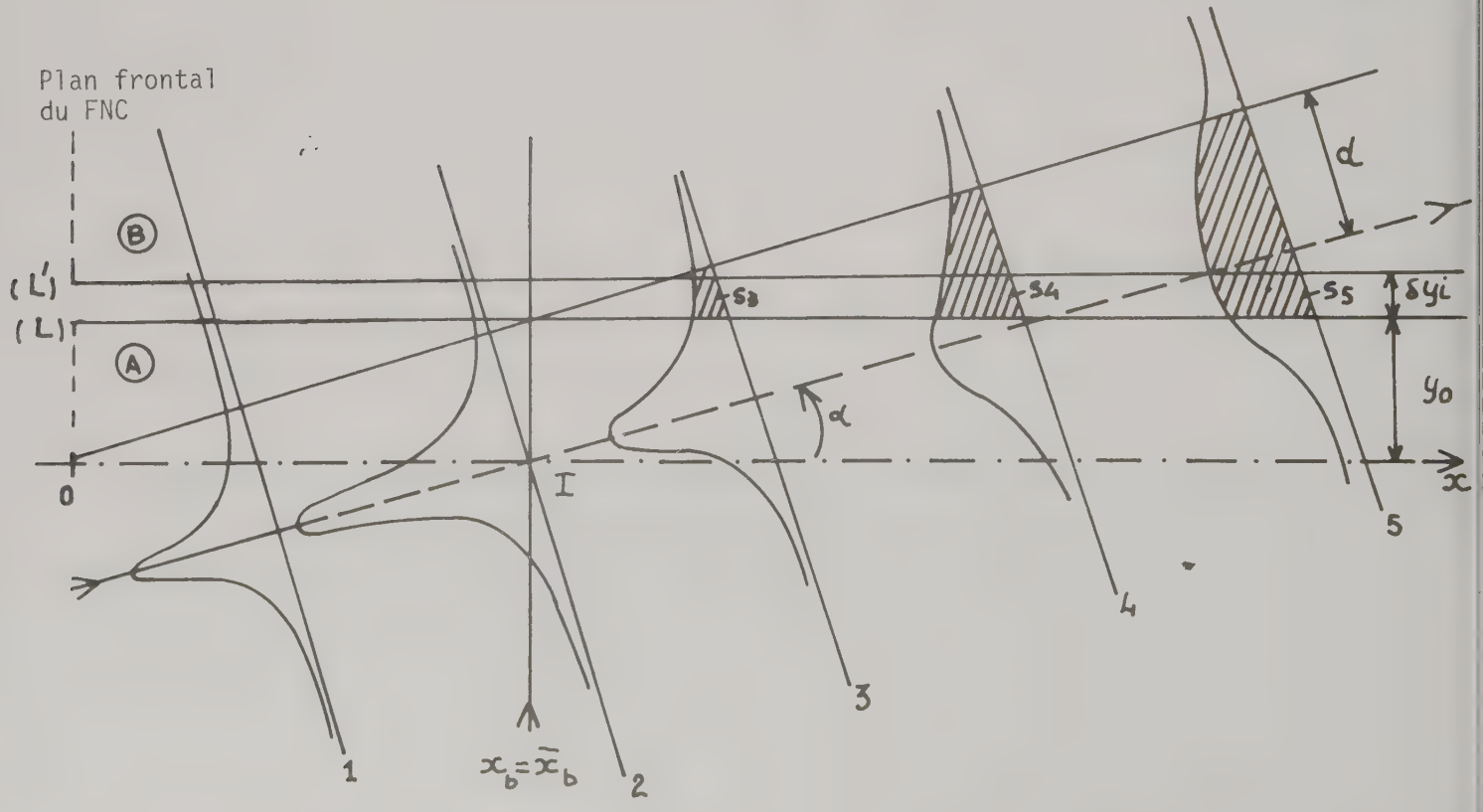
$$\int_{y_o}^{+\infty} \frac{dE}{dy}\, dy = S_{seuil}$$

y_o a été évaluée en fonction de l'énergie du hadron incident et de la position (suivant OX) du point d'initialisation de la gerbe.
On a utilisé pour cela des distributions latérales moyennes d'énergie déposée dans des calorimètres de type fer-scintillateur, analogues au FNC, et obtenues pour différentes énergies de hadrons, par les auteurs des références 3-2, 3-3, 3-4 et 3-6. Pour un seuil de 100, y_o varie entre 5 et 7,5 cm

lorsque l'énergie du hadron passe de 50 à 100 GeV (figure 3-11).

3.1.5.1.2. Cas d'une trajectoire de hadrons non parallèle à l'axe OX.

Lorsque la direction incidente du hadron n'est plus parallèle à l'axe OX du calorimètre, il convient de prendre en compte un facteur de correction δy_i . En cohérence avec notre convention, ce facteur se calcule au droit de l'abscisse $\bar{x}_b$ position moyenne des barycentres longitudinaux. Il fait intervenir les lois moyennes de développement latéral des gerbes dans les couches successives de fer-scintillateur (et non plus la loi intégrée), telles qu'elles sont montrées en exemple sur le schéma ci-dessous. Le facteur dépend de l'angle d'inclinaison.



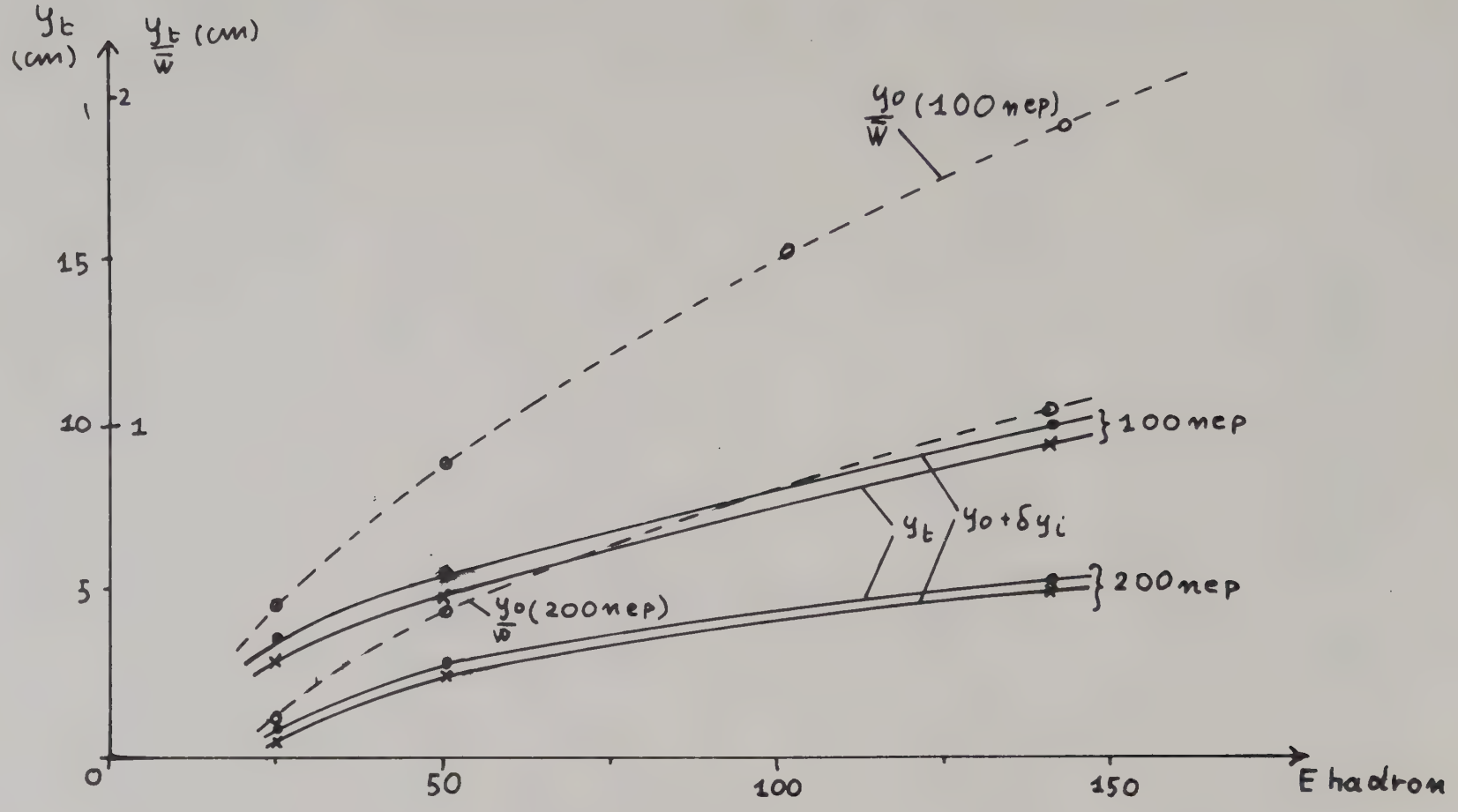


FIGURE 3-11 : Evolution de y_0 en fonction de l'énergie du hadron incident :
dans le cas d'un seuil de 100 puis 200 nep
dans le cas d'un seuil de 100 nep mais avec une trajectoire de hadron inclinée de 30 mrd.
Le vertex d'initialisation est situé dans le plan frontal du FNC (valeurs maximales de y_0).

Le signal récolté dans Ⓑ n'est plus S_B (celui obtenu dans le cas de l'orthogonalité) mais :

$$S_B = \underbrace{-S_1 - S_2}_{x < \bar{x}_b} + \underbrace{S_3 + S_4 + S_5}_{x > \bar{x}_b}$$

Pour une gerbe moyenne (barycentre longitudinal dans le plan $x = \bar{x}_b$), l'ensemble de ses développements longitudinal et latéral est tel que :

$$\sum_{x > \bar{x}_b} S_x > \sum_{x < \bar{x}_b} S_x$$

et l'inclinaison entraîne un accroissement δy_i de la distance y_o assurant la condition $S_B < S_{seuil}$.
Cette valeur de δy_i doit être telle que les nouvelles tailles des signaux S_x collectés dans les plans de scintillateur du FNC satisfassent à la relation :

$$\sum_{x > \bar{x}_b} S_x = \sum_{x < \bar{x}_b} S_x$$

Avec les conditions de fonctionnement du spectromètre choisies au chapitre 2, l'angle d'incidence des particules chargées, dans le calorimètre FNC, est compris entre - 30 et + 30 mrd pour celles atteignant les cellules centrales et entre 0 et 60 mrd environ pour celles atteignant les cellules périphériques (j = 1 et j = 9). Celui des neutres est de 6,5 mrd en moyenne et ne dépasse par une trentaine de milliradians.

Le terme d'élargissement δy_i reste faible ($\neq$ 0,5 cm dans le cas d'une gerbe de 86 GeV (figure 3-2) initialisée au début du FNC ayant une inclinaison de 30 mrd).
D'autre part, les particules chargées ayant la plus forte inclinaison angulaire sont de basse énergie ($<$ 17 GeV environ) et ont donc une forte probabilité de ne pas être détectées par le dispositif avec les choix de seuil ici considérés.
On a reporté sur la figure 3-12 l'évolution de $y_o + \delta y_i$ en fonction de l'énergie du hadron, et de la position du vertex d'initialisation lorsque le seuil a pour valeur 100 puis 200 nep.

3.1.5.1.3. Initialisation dans le FGD.

Par rapport à ce qu'elle serait si les calorimètres FGD et FNC étaient accolés, la distribution latérale d'énergie déposée dans le FNC est plus large lorsque la gerbe est initialisée dans le FGD. Cet élargissement est dû à la propagation de cette dernière sur la distance de 1 m séparant ces deux appareils (l'énergie déposée dans l'air, dont la densité de matière est faible, est négligeable).

La référence 3-2 fournit la seule information expérimentale disponible sur ce sujet.
La figure 3-12 est issue de cette référence et présente la distribution latérale d'énergie déposée par une gerbe de 10 GeV/c dans un plan situé à une profondeur de 56 cm d'aluminium.
Pour une gerbe de même énergie, la figure 3-13 montre la distribution d'énergie déposée dans un calorimètre de longueur correspondant à 45 cm d'aluminium lorsque la gerbe, après

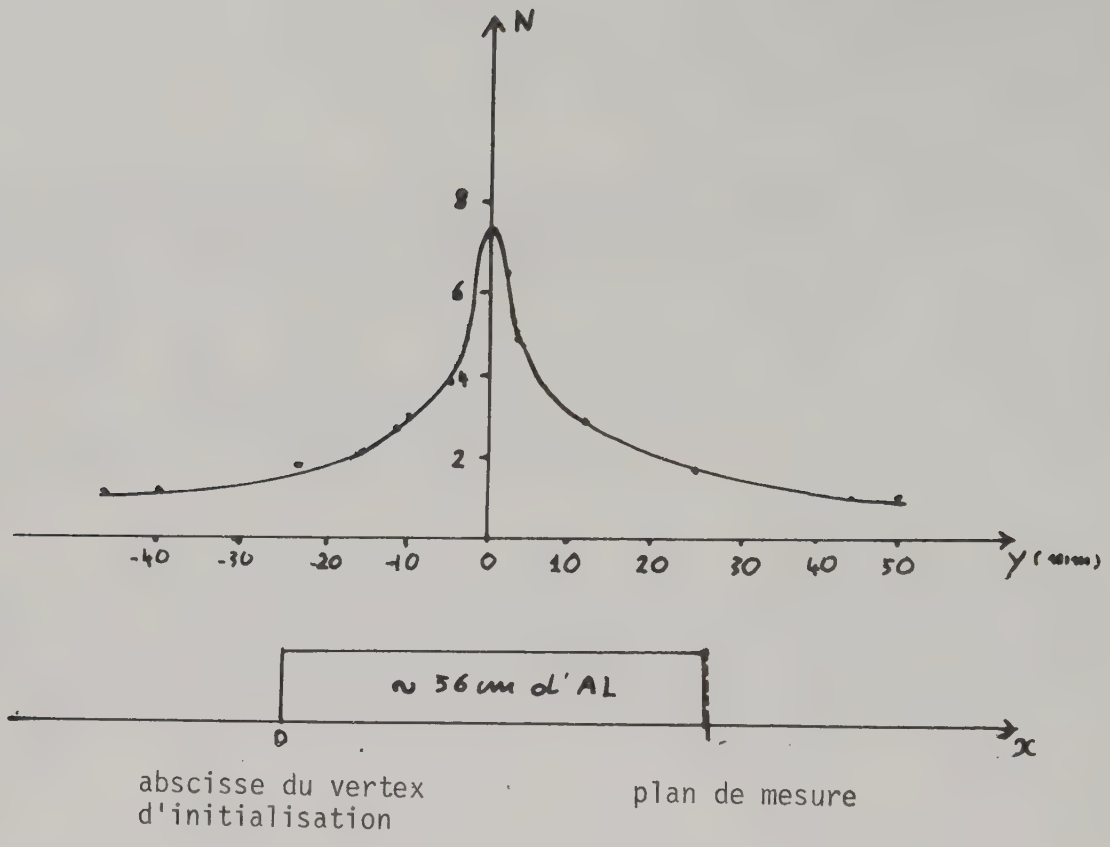


FIGURE 3-12.

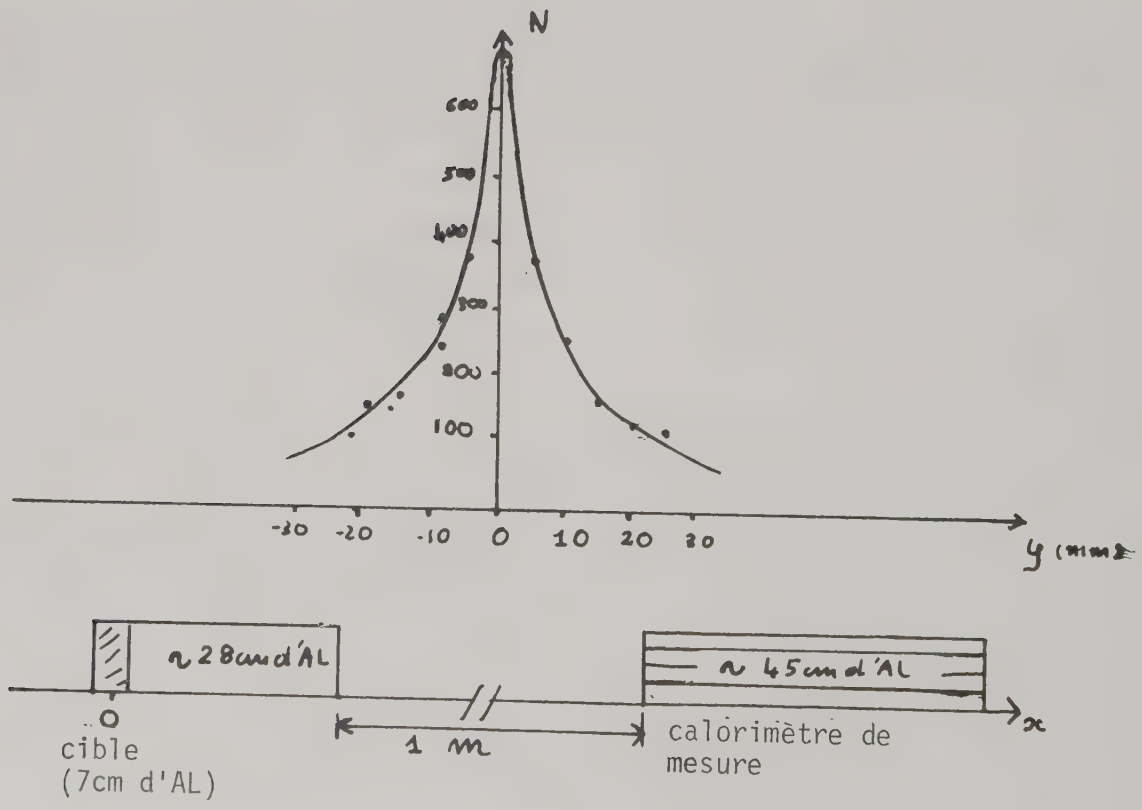


FIGURE 3-13.

s'être développée dans (28 + 7/2) cm d'aluminium a traversé 1 m d'air avant d'atteindre ce calorimètre.

A partir de ces deux exemples, on calcule le facteur d'élargissement en tenant compte d'un échantillonnage différent dans chaque cas et d'une distance d'aluminium traversée légèrement plus grande dans le cas de la figure 3-13.

On estime alors que le facteur d'élargissement f_e est de l'ordre de 1,2.

3.1.5.1.4. Formulation de $\bar{d}$.

Ainsi on parvient à une formulation de la demi-extension latérale moyenne :

$$\bar{d} = (y_o + \delta y_i) \times f_e$$

f_e = 1,2 pour une gerbe initialisée dans le FGD, la distance entre FGD et FNC étant de 1 mètre.

f_e = 1,1 dans les mêmes conditions, si la distance FNC - FGD est ramenée à 50 cm, comme il était initialement prévu.

f_e = 1 pour une gerbe initialisée dans le FNC.

3.1.5.2. Estimation des facteurs d'incertitude sur d liés aux fluctuations statistiques.

Comme il a été dit, d fluctue autour de $\bar{d}$ selon une loi statistique que nous allons chercher à approximer lorsqu'un grand nombre de gerbes sont considérées. En fait, nous sommes

intéressés par l'estimation de la demi-extension $d(99\%)$ que l'on définit à l'abscisse x_b, comme étant la distance séparant le point d'impact I du hadron de la limite intercellulaire L pour que le signal d ait 99 % de chances d'être inférieur au seuil.
Outre la position aléatoire du point d'initialisation, pour une énergie du hadron donnée et un seuil fixé, quatre causes de fluctuations ont été recensées. Nous allons maintenant les étudier séparément.

3.1.5.2.1. Les fluctuations latérales de la distribution d'énergie déposée.

Les données issues des références précitées conduisent à résumer ces fluctuations par celles du barycentre y_b et de la largeur W des distributions latérales (ici toujours intégrées longitudinalement). Il est montré expérimentalement que ces fluctuations sont tout à fait assimilables à des lois de Gauss (réf. 3-2).

L'écart-type σ_{y_b} sur y_b est lié à la résolution expérimentale sur la mesure de position dans un calorimètre (réf. 3-1). Deux facteurs interviennent dans cette résolution expérimentale :

- la largeur de l'échantillonnage de fer utilisé : η
- un terme de fluctuations

On montre expérimentalement que :

$$\sigma_y = \sigma_0 \, e^{\eta/\eta_0} \quad ; \; (\eta_0 = 10\,cm)$$

avec

$$\sigma_0 = \frac{15}{E} \left(\ln^4 E + 10 \right)^{1/2} \qquad ; \; E \text{ en GeV}$$

On peut admettre que, lorsque $\eta \to 0$ (échantillonnage infiniment fin) σ_y qui tend vers σ_o , est alors restreint au terme de fluctuations.

On a alors : $\sigma_{fluctuations} = \sigma_{y_b} = \lim_{\eta \to 0} (\sigma_y) = \sigma_o$

Cette estimation de σ_{y_b} ainsi calculée pour des gerbes initialisées au début du FNC est reportée sur la figure 3-11.

On admettra que la fluctuation de largeur, représentable par l'écart-type W , entraîne une fluctuation corrélative de y_o . En supposant que les distributions conservent la même forme on a :

$y_o = k W$, ce qui entraîne

$$\sigma_{y_o} = k \sigma_W = \frac{y_o}{W} \sigma_W .$$

Dans la région d'énergie qui nous intéresse, (entre 10 et 100 GeV), les gerbes présentent des formes et des développements similaires. (pas de désaccords flagrants entre les références).
A 10 GeV/c, on déduit de la référence 3-2 que σ_W est voisin de $\frac{3}{5}$ de σ_{y_b} .
On supposera cette loi valable pour tout le domaine d'énergie nous concernant :

$$\sigma_{y_o} = 0,6 \frac{y_o}{W} \sigma_{y_b}$$

Lorsque l'on prend une valeur du seuil de 100 (200) nep, l'évolution du rapport $\frac{y_o}{W}$ en fonction de l'énergie du hadron incident est reportée sur la figure 3-11.
Ainsi calculées, les valeurs de σ_{y_o} sont reportées sur la figure 3-14.

3.1.5.2.2. Les fluctuations longitudinales de l'énergie déposée.

Lorsque la direction du hadron incident est orthogonale au plan d'entrée dans le FNC, ces fluctuations ne jouent pratiquement pas. Par contre, il est aisé de voir que lorsque cette direction présente une inclinaison, l'existence des fluctuations dans le développement longitudinal des gerbes induit une fluctuation corrélative sur d.

La figure 3-4 représente la distribution du barycentre longitudinal x_b pour un grand nombre de gerbes. La partie de cette distribution correspondant à $x_b > \bar{x}_b$ tend vite vers 0 lorsque x_b croît et a été assimilée à une "demi-gaussienne".

L'écart-type correspondant varie de 10 à 15 cm selon l'énergie des hadrons incidents. A partir des distributions latérales moyennes successivement développées suivant l'axe longitudinal de la gerbe (telles que celles présentées sur la figure 3-2) et en supposant les angles d'inclinaison maximum précités, on déduit l'accroissement δd correspondant à cet écart-type. On admettra que cet accroissement correspond à un écart-type gaussien $\sigma_{\delta y_i}$. En toute rigueur, le caractère gaussien de δd dépend de la forme locale des distributions latérales et longitudinales d'énergie déposée, ainsi que de la petitesse de l'angle d'incidence du hadron. Il est aisé de voir que cette loi de fluctuation peut présenter des écarts sensibles par rapport à une gaussienne. Néanmoins, une sous-estimation éventuelle de $\sigma_{\delta y_i}$ est en partie compensée par

le fait que nous avons toujours considéré les angles maximums d'inclinaison.
La variation de $\sigma_{\varepsilon y_i}$ en fonction de l'énergie est représentée sur la figure 3-14.

3.1.5.2.3. Les fluctuations sur l'énergie totale déposée par un hadron d'énergie donnée.

Pour une énergie du hadron incident donnée, nous avons vu (paragraphe 3.1.2.) que la partie visible de l'énergie déposée par la gerbe dans le calorimètre (pour un point d'initialisation fixé) était soumise à une fluctuation statistique tout à fait assimilable à une gaussienne et que nous avions exprimée par un écart-type σ_S sur la valeur moyenne du signal S.

Dans l'hypothèse où les lois de fluctuations conservent la forme des distributions latérales d'énergie déposée, le facteur d'incertitude résultant sur y_o peut être traduit par un terme σ_{Et} . On assimilera σ_{Et} à un écart-type gaussien dont la loi de variation en fonction de l'énergie du hadron incident est représentée sur la figure 3-14.
Le caractère gaussien de σ_{Et} tient à la forme locale, autour de y_o , de la distribution latérale d'énergie déposée. Aux énergies les plus critiques, c'est-à-dire vers 100 GeV, seule la queue de cette distribution, aux variations lentes, est concernée. Ce qui justifie en partie les approximations faites.

3.1.5.2.4. Les fluctuations liées à la diffusion coulombienne multiple dans le FGD.

Un hadron chargé qui initialise une gerbe dans le calorimètre FNC a traversé le verre au plomb composant le calorimètre FGD et a subi pendant cette traversée une diffusion coulombienne multiple.
On prend la formation usuelle du facteur de diffusion coulombienne multiple pour évaluer cet effet :

$$\theta^{dmc}_{plomb} = \frac{20}{p\beta}\sqrt{\frac{\ell_{FGD}}{X_0}}\times\left(1+\frac{1}{9}\log_{10}\frac{\ell_{FGD}}{X_0}\right)\times\frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\# \frac{69,5}{p} \text{ mrd.} \quad ; \; p \text{ en GeV/c}$$

ℓ_{FGD} est la longueur du FGD (exprimée en cm de verre au plomb)

X_0 est la longueur de radiation du verre au plomb

θ^{dmc}_{plomb} est l'angle moyen de diffusion de la particule par rapport à la direction initiale de la particule. Cet angle est calculé après la traversée du FGD.

On a :

$$\sigma_{dmc} = 1,3 \; \theta^{dmc}_{plomb}$$

(pour une distance LFNC - LFGD = 1 m)

L'écart standard σ_{dmc} calculé sur le point d'impact I (au niveau du plan transverse du FNC ici considéré : paragraphe

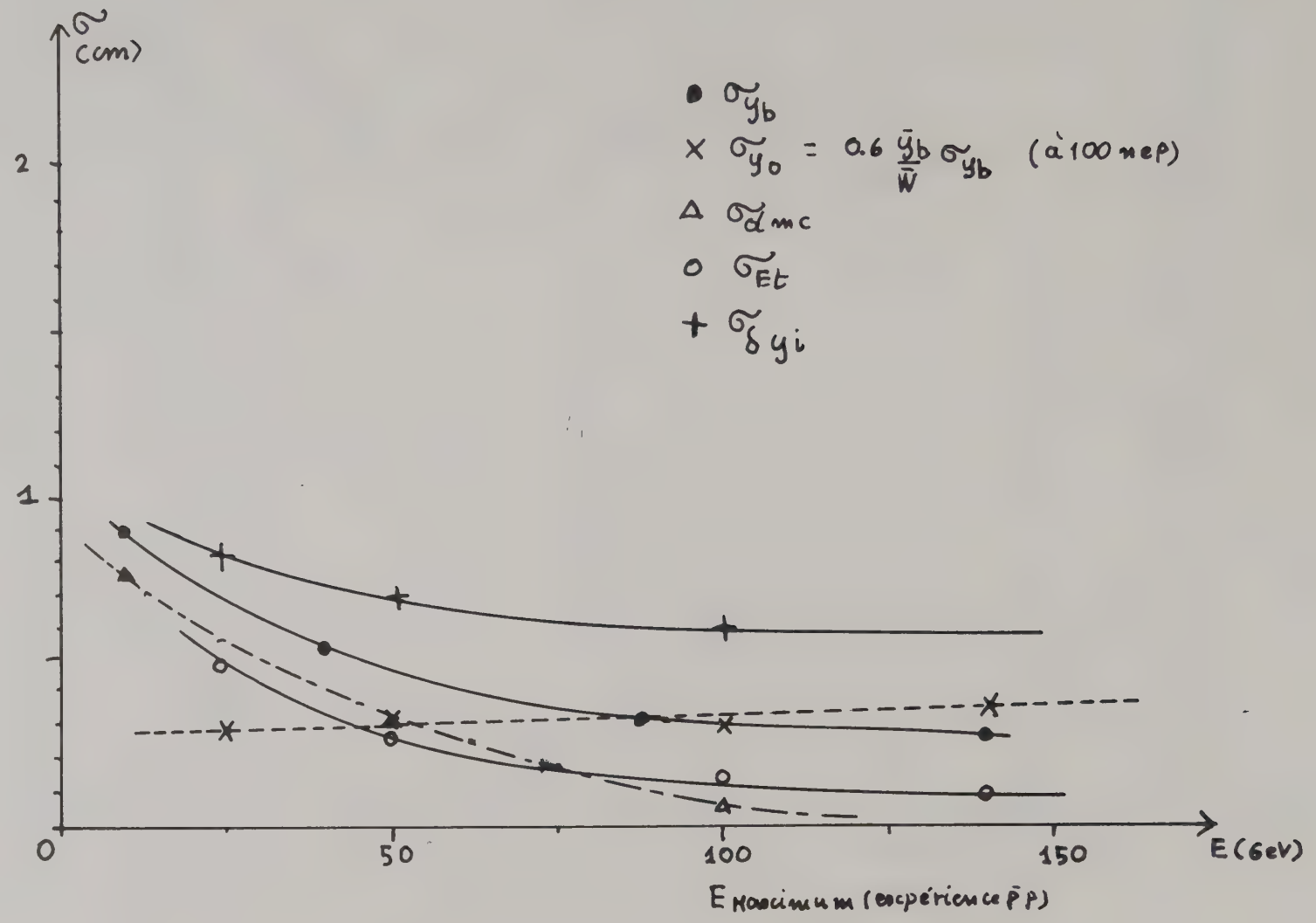


FIGURE 3-14 : Evolution en fonction de l'énergie du hadron incident des différents termes de fluctuation.

3.1.1.) est de 8 mm environ à 10 GeV/c et décroît (figure 3-14) pour être négligeable à 100 GeV/c (0,8 mm).

3.1.5.3. Fluctuation totale résultante sur d.

Ainsi cinq types de fluctuations ont été dégagés qui induisent une fluctuation majorative sur d. L'incidence sur d de trois d'entre eux est tout à fait assimilable à une gaussienne.
Etant donné les approximations faites, il est raisonnable d'y assimiler les deux autres. En supposant l'indépendance entre elles des 5 causes de fluctuations, ce qui expérimentalement semble assez vérifié*, on supposera que la fluctuation globale sur d résulte de la composition quadratique des écarts-types :

$$\sigma_d = \left\{ \sigma_{y_b}^2 + \sigma_{y_0}^2 + \sigma_{\delta y_i}^2 + \sigma_{E_t}^2 + \sigma_{dmc} \right\}^{1/2}$$

L'évolution de σ_{dL} en fonction de l'énergie du hadron est présentée sur la figure 3-15.
On parvient alors à une estimation approximative de $d(99\%)$ en la situant à une distance de 2,3 écarts-types de d soit :

$$d(99\%) = \bar{d} + 2{,}3\, \sigma_d \times f_e$$

* Ainsi, pour un hadron d'énergie donnée, la mesure de l'énergie par un tel calorimètre, est relativement indépendante de la mesure de sa position (réf. 3-1 etc) ce qui permet la composition quadratique avec une corrélation négligeable de σ_{E_t} avec σ_{y_b} par exemple, de même pour σ_{dmc}, etc...

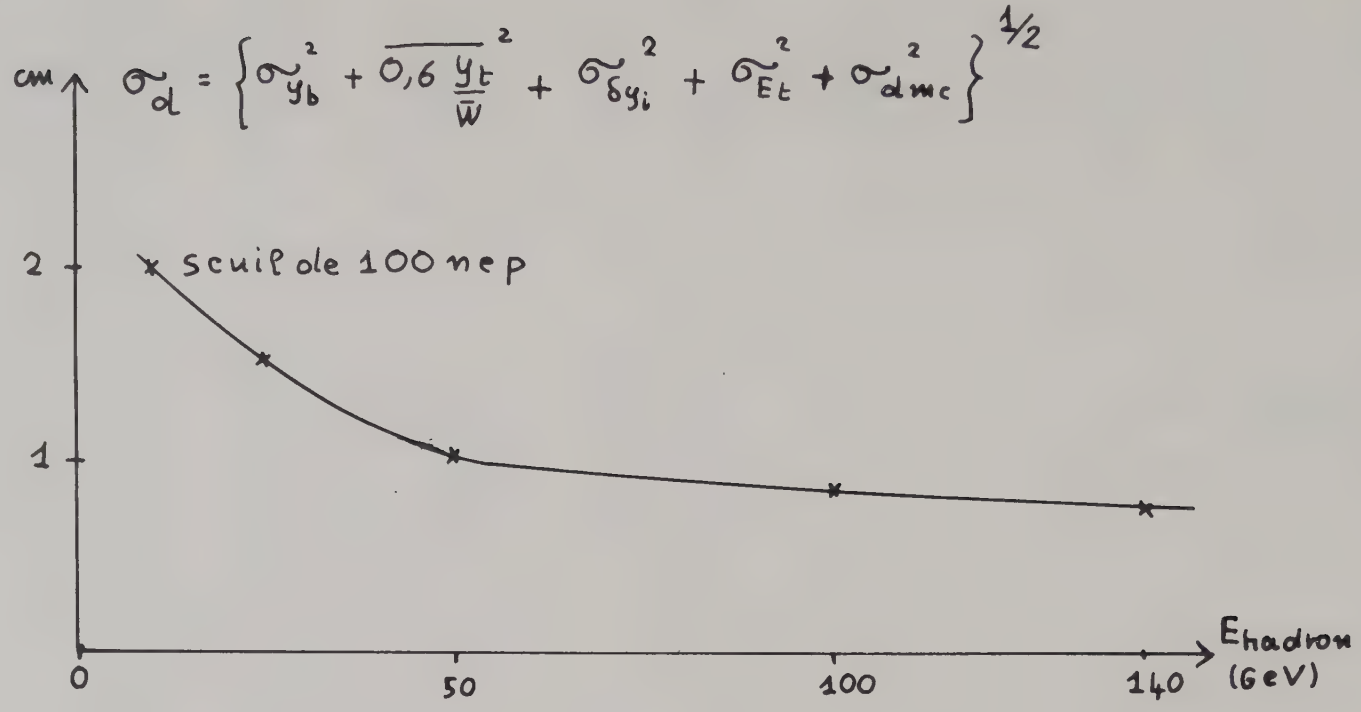


FIGURE 3-15 : Evolution calculée de σ_d en fonction de l'énergie du hadron pour un seuil de 100 nep et dans le cas d'une gerbe initialisée dans le plan frontal du FNC.

Pour $\rho_e = 1,2$ on a porté sur la figure 3-16 les variations de $\alpha(99\%)$ en fonction de l'énergie du hadron incident, et ceci pour deux valeurs du seuil, 100 nep et 200 nep. Ceci donne une estimation plutôt majorée de $\alpha(99\%)$. En effet, les gerbes débutant dans le FNC ne nécessitent pas la multiplication par le facteur ρ_e d'éloignement entre FGD et FNC tandis que les calculs montrent que celles qui sont initialisées dans le FGD correspondent à des valeurs de $\bar{\alpha}$ et de σ_α inférieures aux présentes estimations.

On a reporté sur cette figure les valeurs de $\alpha(99\%)$ que l'on obtient lorsque la gerbe est initialisée à la fin du FGD (valeurs maximales que peut atteindre $\alpha(99\%)$).

On constate que :

- en-dessous de 25 GeV environ, $\alpha(99\%)$ croît fortement lorsque l'énergie du hadron augmente.

- au-dessus de 25 GeV, $\alpha(99\%)$ n'est que légèrement croissant.

Un seuil de 100 nep paraît être insuffisant. En effet, la valeur interpolée de $\alpha(99\%)$ est de l'ordre de 9 cm à 100 GeV/c alors que la marge prise en compte par le dispositif (voir 3.2.) ne dépasse par 8 cm.
Un seuil de 200 nep conduit à des valeurs de $\alpha(99\%)$ compatibles avec le fonctionnement du dispositif de sélection.

En conclusion, la valeur expérimentale du seuil pourra être cherchée dans le domaine 100 à 200 nep. On est cependant conscient que le calcul de $\alpha(99\%)$ est approximatif. En particulier, la probabilité pour qu'un hadron situé à cette distance de la cellule adjacente ne soit pas détecté dans cette dernière peut être légèrement inférieure à 99 % (98 ou 97 %).
D'autre part, il n'est pas exclu que certains facteurs soient

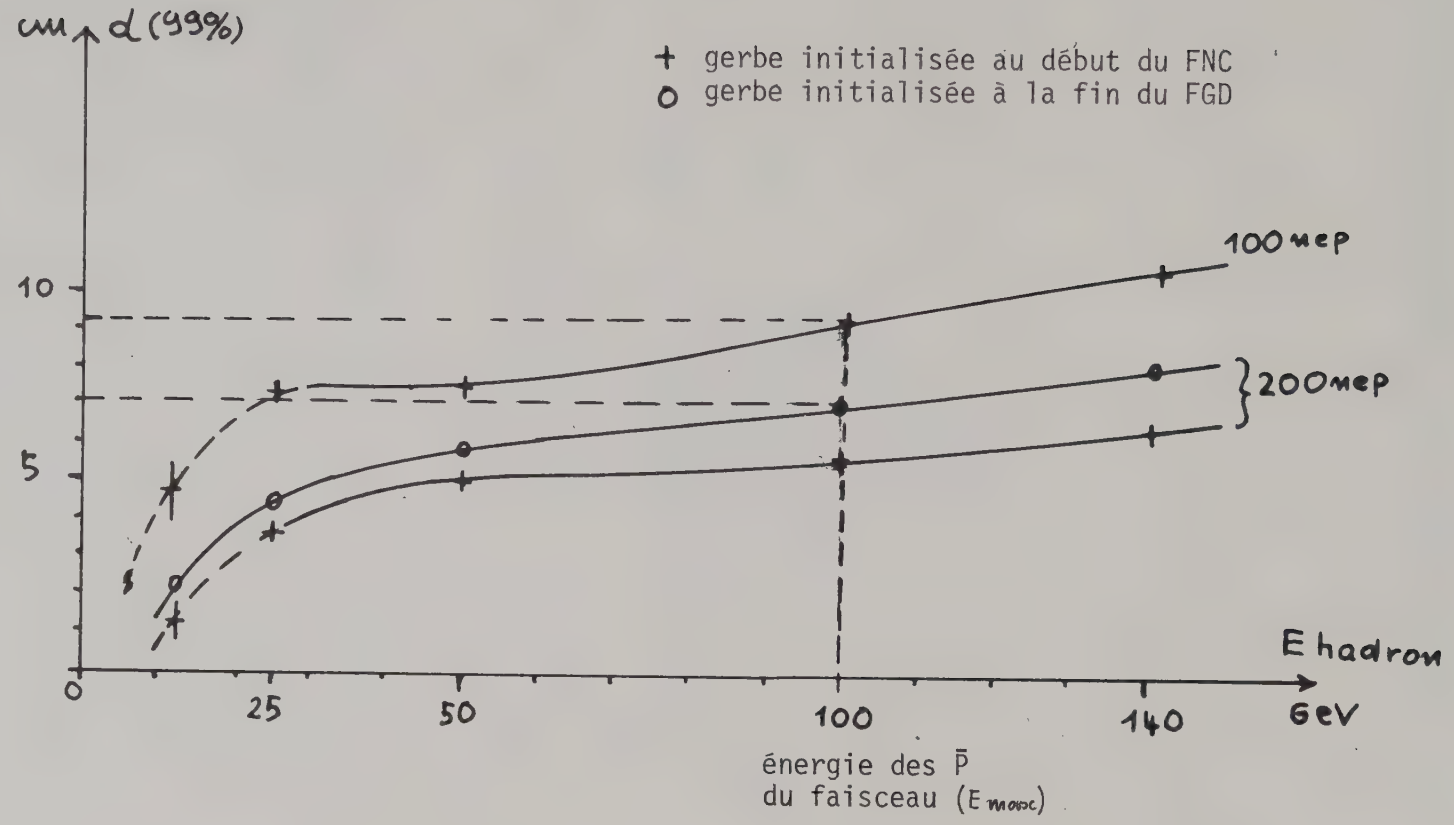


FIGURE 3-16 : Evolution de d (99 %) en fonction de l'énergie du hadron incident et de la valeur du seuil.

sous-évalués (contribution des queues de gerbes).
Dans ce cas, il faudra accroître le domaine de recherche jusqu'à 250 nep.

3.1.6. Evaluation du pourcentage de neutrons et d'antineutrons non détectés en ligne.

Si l'on considère le découpage en cellules de (30 x 30) cm^2 de la section transverse du calorimètre FNC, un hadron ne sera détecté en ligne que si le signal collecté dans au moins une des cellules est supérieur à la valeur du seuil.

Si l'on choisit une valeur du seuil comprise entre 100 et 200 nep, ici 100 nep, l'examen de la figure 3-9 indique que la possibilité de détection en ligne du hadron dépend de son énergie :

- en-dessous de 8 GeV, les hadrons ne sont pas détectés en ligne parce que la valeur S_{Hadr} du signal total collecté est inférieure au seuil.

- entre 8 et 12 GeV, l'analyse de la figure 3-9 montre que la probabilité pour qu'un hadron déposant un signal S compris entre S_0 et S_{Hadr} ne soit pas détecté parce que S est inférieur à la valeur du seuil passe de 0 à 95 %.
De plus, une partie seulement des hadrons déposant un signal S supérieur à 100 nep sera détectée en ligne. En effet, la possibilité de détection du hadron dépend de la position de l'impact de la trajectoire de la particule dans le plan transverse du calorimètre. Si cet impact est suffisamment proche de la limite de deux ou quatre cellules adjacentes, la parti-

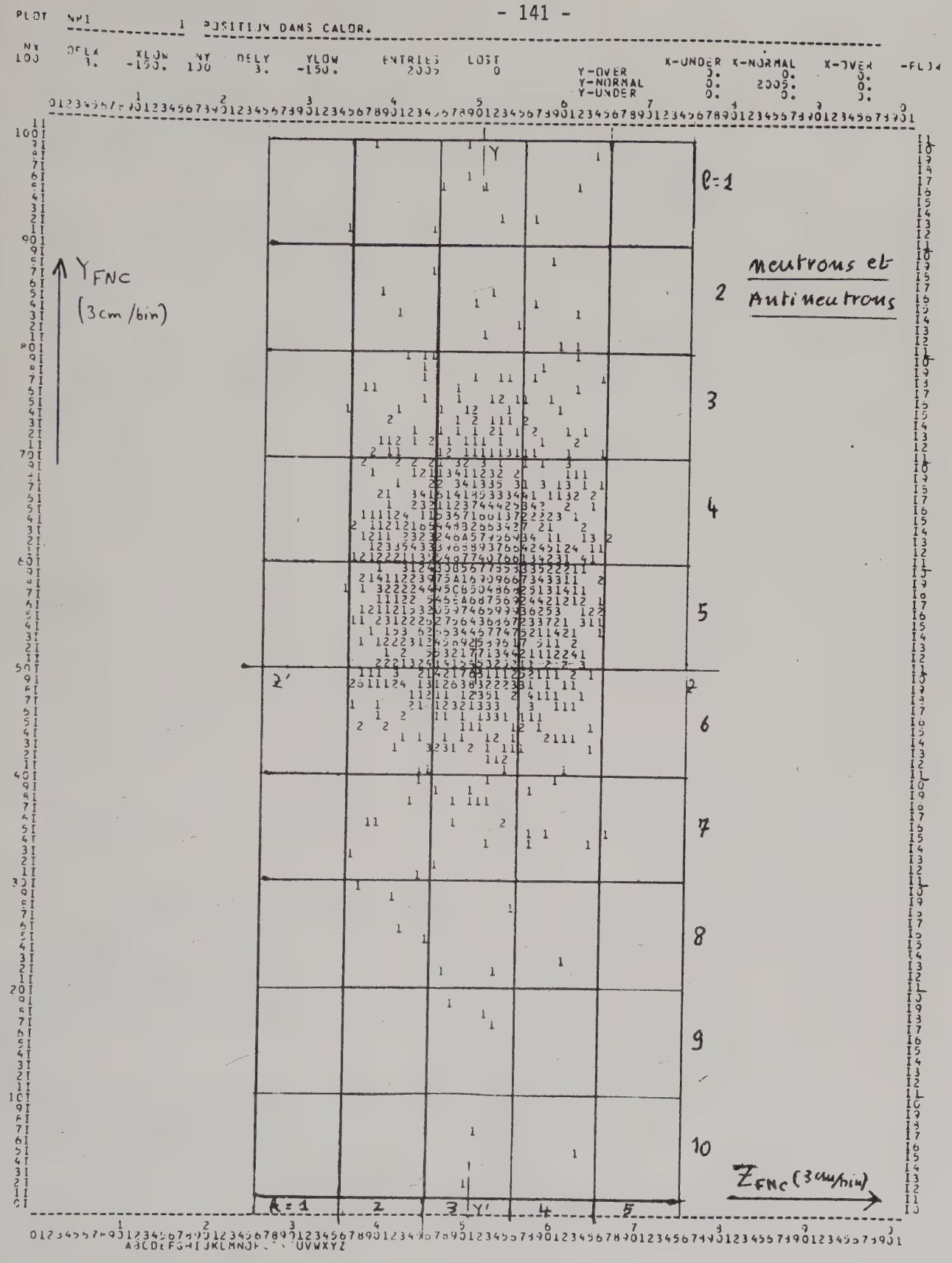


FIGURE 3-17 : Diagramme représentant les impacts de n et $\bar{n}$ produits par la simulation dans le plan transverse du calorimètre FNC, situé à l'abscisse + 41,30 m.

cule n'est détectée que si le signal s collecté dans au moins une des cellules concernées par la gerbe est supérieur au seuil (voir figure 3-18).

- Entre 12 et 48 GeV, le hadron n'est détecté que si la position de l'impact du hadron dans le plan transverse le permet (raison expliquée ci-dessus).

- au-dessus de 48 GeV/c environ, la plupart des hadrons seront détectés en ligne (97 % des événements au minimum) parce que le signal minimum collecté par cellule $\frac{S_0}{4}$ dans la configuration la plus défavorable (impacts dans le plan transverse du calorimètre à l'intersection de 4 cellules adjacentes), est supérieur ou égal à la valeur du seuil.

Pour préciser dans la région de 8 à 48 GeV le pourcentage attendu de $\bar{n}$ et de n non détectés en ligne, nous avons utilisé le programme EXPLOR dans les conditions définies au chapitre 2. La figure 3-17 présente la distribution de neutrons et d'antineutrons dans le plan transverse du calorimètre FNC sous la forme d'un diagramme à deux dimensions. On a reporté le découpage de ce plan en cellules de (30 x 30) cm^2 de surface tel qu'il se présente pour le dispositif de sélection.

Le programme calcule des diagrammes d'impacts analogues à celui présenté figure 3-18 pour les neutrons et antineutrons d'énergie comprise entre E et $E + \Delta E$ (on a choisi des intervalles ΔE de 8 GeV dans le but d'obtenir une statistique suffisante).
On évalue à partir de la forme de la distribution transverse de l'énergie déposée par un n ou $\bar{n}$ d'énergie moyenne la distance minimum δ du point d'impact au bord de la cellule pour que le signal $\bar{S}$ déposé dans la cellule soit supérieur au seuil : voir figure 3-18.

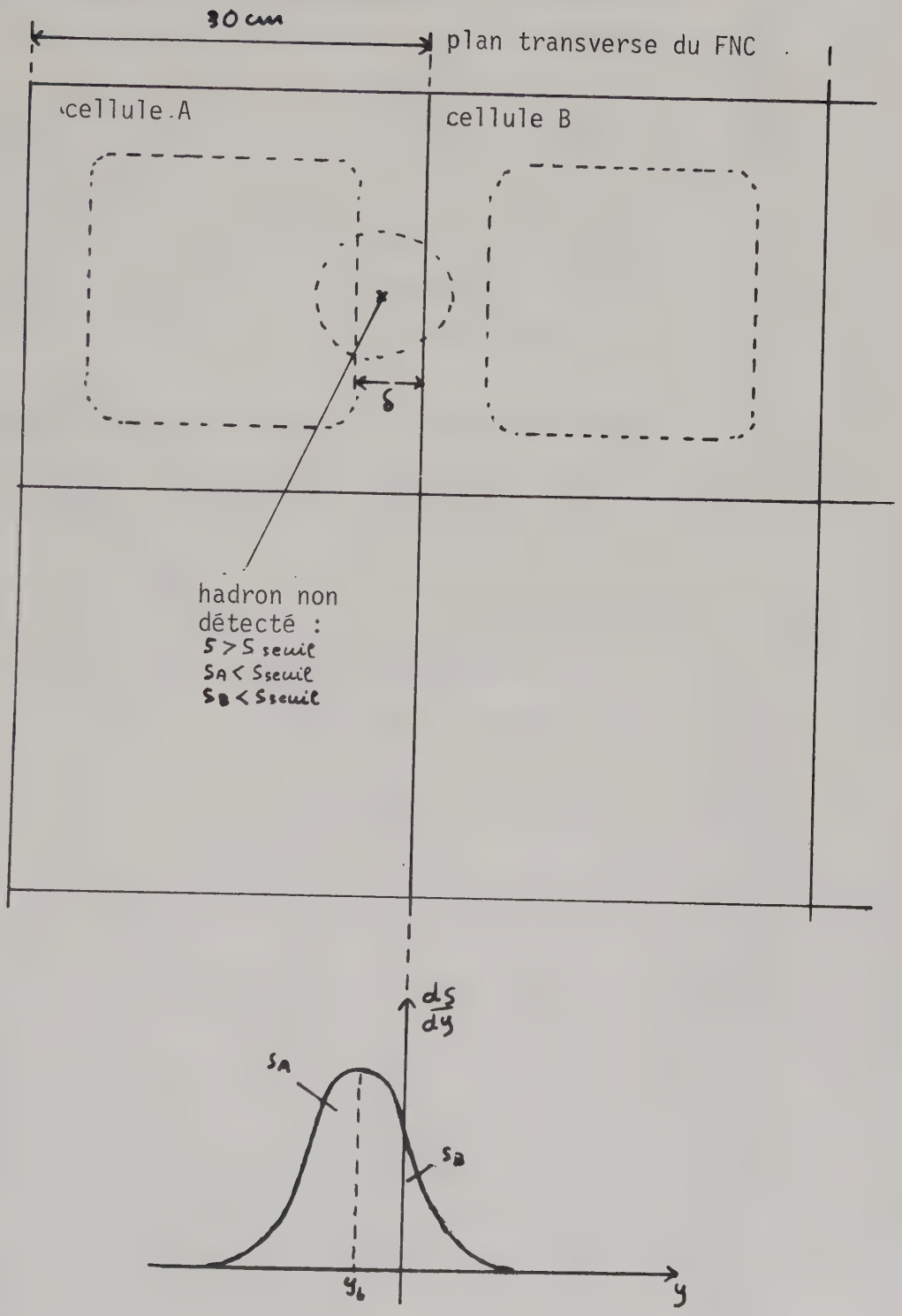
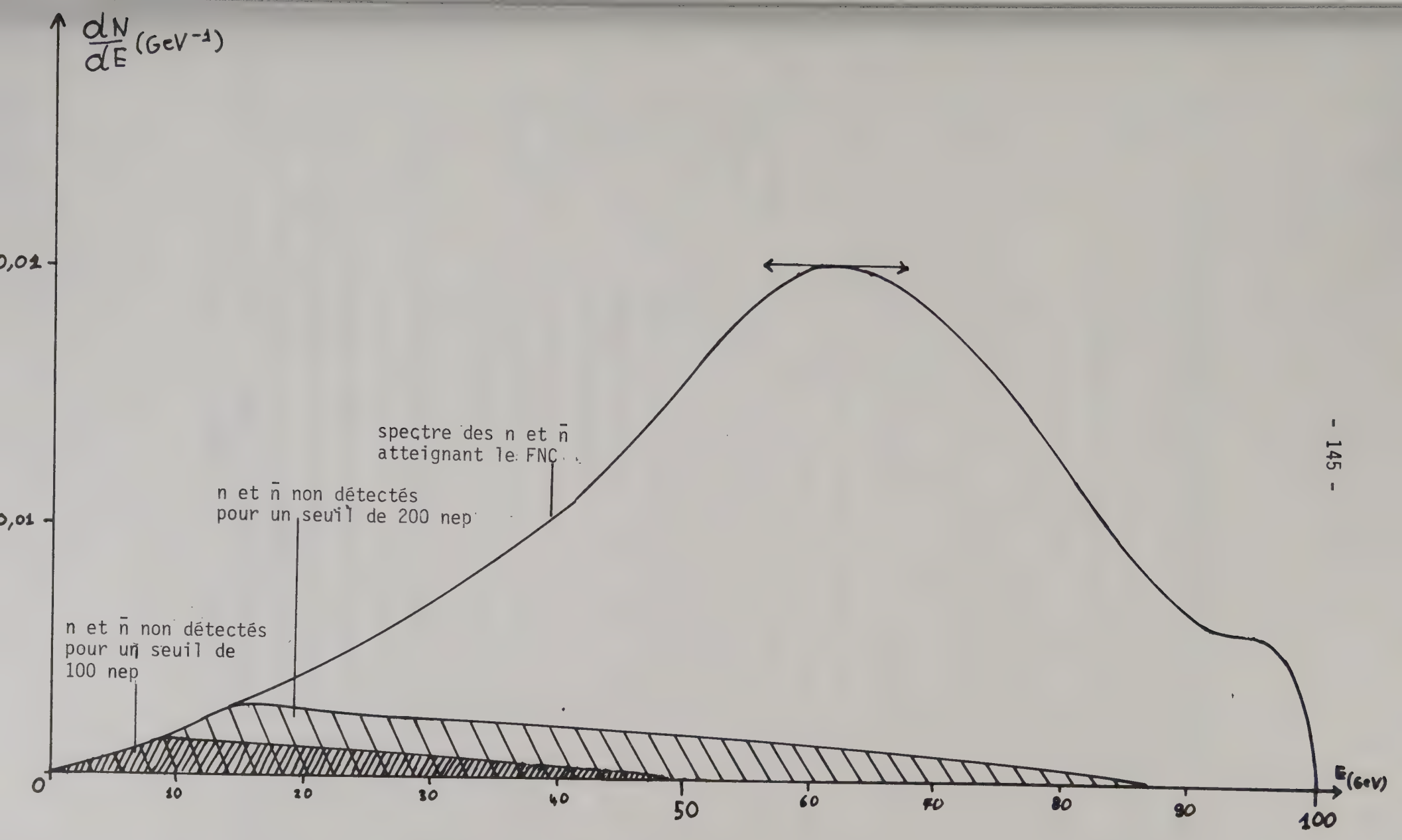


FIGURE 3-18 : Cas typique de non-détection en ligne de n ou $\bar{n}$ dans le FNC. δ représente la distance minimum du point d'impact d'un hadron à la frontière cellulaire la plus proche.

On a calculé avec cette méthode le pourcentage attendu de neutrons et d'antineutrons non détectés en ligne pour chaque diagramme.

Le spectre énergétique des neutrons et antineutrons atteignant le FNC est obtenu avec le programme EXPLOR et présenté figure 3-19. Nous avons reporté sur cette figure une courbe représentant en fonction de leur énergie les neutrons et antineutrons non détectés en ligne pour une valeur fixée du seuil de 100 et 200 nep.

Pour un seuil de 200 (resp 100) nep, le pourcentage total attendu de neutrons et d'antineutrons non détectés en ligne ne devrait pas excéder 10 % (resp 3 %) du total des neutrons et antineutrons atteignant le plan médian du calorimètre. Ces événements ne subissent pas le veto et devront donc être détectés hors ligne à partir de l'information recueillie dans le calorimètre et transcrite sur bande magnétique (sélection par le logiciel hors ligne).



IGURE 3-19 : Loi attendue pour le spectre d'énergie des n et $\bar{n}$ atteignant le FNC.
Les surfaces hachurées montrent le spectre énergétique des n et $\bar{n}$ non détectés par la logique du dispositif de sélection lorsque le seuil est choisi à 100 puis 200 nep.

3.2. Le système de correspondance cellulaire FNC - FH.

3.2.1. Structure cellulaire de l'hodoscope FH.

Le calorimètre FNC est utilisé dans le dispositif de sélection en ligne pour détecter les hadrons neutres produits par les événements $\bar{P}P$ dans la chambre à bulles.
Pour détecter si le hadron incident est chargé ou non, il faut adjoindre au calorimètre un hodoscope FH situé juste devant l'ensemble composé du FGD et du FNC (à 38,30 m de l'origine du référentiel de l'EHS).
La conception de la structure cellulaire de l'hodoscope doit être faite de façon à ce que le système de correspondance que l'on établit entre les cellules de cet hodoscope et celles du calorimètre contrôle les trajectoires des particules chargées susceptibles d'être détectées dans le calorimètre. Ainsi le système logique identifiera comme nucléon neutre (n ou $\bar{n}$) toute particule détectée dans le calorimètre pour laquelle aucun signal n'est détecté dans les cellules hodoscopiques en correspondance avec la ou les cellules calorimétriques touchées (signal $s > S_{seuil}$).

La conception de cet hodoscope dépend essentiellement de 6 contraintes :

- La logique du système de sélection doit être telle que l'on garde un événement en cas d'ambiguïté plutôt que de risquer de supprimer à tort un événement d'annihilation. Il sera de toute façon effectué, à l'analyse hors ligne, une deuxième sélection des événements d'annihilation.

- Le système de correspondance que l'on établit doit tenir compte des caractéristiques des gerbes hadroniques, en particulier de leur demi-extension latérale ainsi que des fluctuations de leur développement.

- Ce même système doit suivre au plus près les trajectoires de particules chargées de façon à minimiser les possibilités de faux vetos dûs aux particules parasites ainsi que les ambiguïtés dues aux impacts multiples dans une même cellule.

- Le nombre de cellules ne doit pas être trop important de façon à minimiser l'électronique du système de sélection.

- La structure doit éviter au maximum les recouvrements cellulaires de façon à minimiser l'épaisseur de matière traversée suivant la direction OX. En effet, l'adjonction de matière inutile accroît les possibilités d'interactions secondaires, ce qui augmente le nombre de particules parasites dans cette partie du spectromètre. Elle accroît aussi la diffusion coulombienne multiple et donc diminue la précision expérimentale de mesure des chargés avec les chambres à dérive du second étage.

- Nous avons vu que l'hodoscope est utilisé aussi comme second hodoscope pour le Cerenkov FC. Pour cette utilisation, il est nécessaire que la structure cellulaire établie permette d'élaborer un système de correspondance entre les cellules de l'hodoscope FCH, les miroirs du Cerenkov, les cellules du FH qui contrôlent les trajectoires d'antiprotons. Cependant, cet hodoscope est un "utilitaire EHS" devant essentiellement contrôler la charge des particules atteignant le FNC pour servir dans d'autres expériences. Ce rôle doit rester prioritaire dans la définition de sa structure cellulaire.

Pour effectuer une étude des trajectoires de particules entre le plan hodoscopique FH et le plan calorimétrique, nous avons utilisé les programmes de simulation SIMEV et SIMOUT D déjà présentés au chapitre 2 et nous avons utilisé les pouvoirs de courbure déterminés dans ce même chapitre.

Le programme EXPLOR est ici utilisé pour obtenir des diagrammes à deux dimensions mettant en corrélation les coordonnées Y_{FH} suivant la direction verticale (resp Z_{FH}) des impacts de particules chargées générées ($\bar{P}$ et $\pi^{\pm}$) dans le plan hodoscopique avec les coordonnées Y_{FNC} (resp Z_{FNC}) des impacts des mêmes particules dans le plan transverse (défini en 3-4) du calorimètre FNC. Les diagrammes ainsi calculés sont présentés sur la figure 3-20 (resp 3-21).

Sur le diagramme de corrélation $Y_{FH} - Y_{FNC}$ (figure 3-20) on remarque que la distribution des impacts de particules positives (π^+) est dissociée partiellement de la distribution des particules négatives ($\bar{P}$ et π^-). Une telle dissociation n'est pas observée sur le diagramme de corrélation. Cette dissociation est liée à la déflexion des particules chargées par le champ magnétique de l'aimant M2.

La dissymétrie introduite par la courbure prise par le faisceau incident, dans le champ de M1 déplace les particules positives et négatives vers le haut, d'où une dissymétrie. La séparation en charge des particules sur les diagrammes de corrélation a ici pour conséquence un nécessaire élargissement de la zone que l'on va définir sur la figure 3-20 parce que cette zone doit impérativement encadrer les deux distributions.

3.2.1.1. Découpage cellulaire suivant la direction verticale YY'_{FH}

On reporte sur le diagramme de la figure 3-20 le découpage cellulaire du calorimètre FNC suivant la direction OY_{FNC}. Suivant cette direction les cellules de 30 cm de largeur sont indicées de $\ell_{FNC} = 1$ à 10.

On prolonge ce découpage cellulaire de façon à encadrer au plus près la distribution des particules chargées sur le diagramme. On aboutit à un découpage en rectangle brut de la distribution (voir figure 3-20 les tirets).

Par rapport à la structure cellulaire que l'on pourrait déduire de ce découpage brut, on doit tenir compte des différentes contraintes précédemment indiquées :

- en premier lieu, la zone de veto doit laisser une marge (suivant YY'_{FNC}), de part et d'autre de la distribution, destinée à tenir compte de l'extension latérale des gerbes hadroniques que nous avons étudiées dans les précédents paragraphes (distance d (99 %) au niveau du FNC).
- bien que l'utilisation du FH en tant qu'hodoscope du calorimètre FNC est prioritaire dans la définition de sa structure, on a aussi pour objectif de l'utiliser comme second hodoscope pour le FC (voir chapitre 4).

Le découpage cellulaire de l'hodoscope FH (suivant la direction YY'_{FH}) que l'on propose constitue 9 cellules indicées de $\jmath_{FH} = 1$ à $\jmath_{FH} = 9$ (figure 3-20).
La marge minimum suivant la direction YY'_{FNC} laissée autour de la distribution de particules chargées par la zone de veto est de l'ordre de 7 à 8 cm. Elle conditionne en partie le choix du seuil à appliquer aux discriminateurs FNC (paragra-

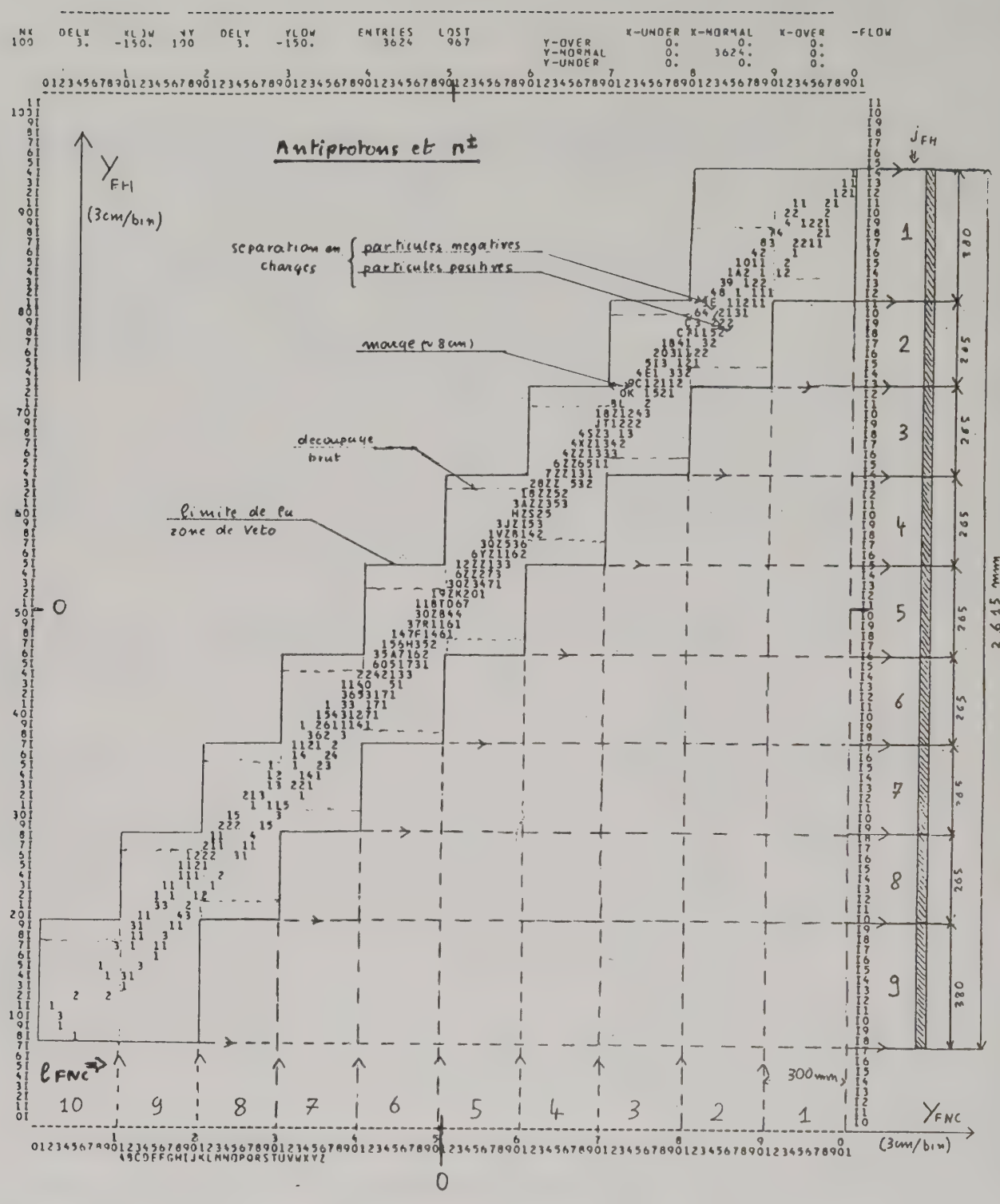


FIGURE 3-20 : Diagramme de corrélation entre les coordonnées Y_{FNC} et Y_{FH} des impacts de particules chargées ($\bar{P}$ et $\pi^{\pm}$) dans les plans hodoscopique et calorimétrique .
Structure cellulaire suivant YY' de l'hodoscope FH.

phes précédents). D'un autre côté, la zone de veto (traits pleins sur la figure) suit au mieux la distribution des particules chargées de façon à éviter le plus possible les particules parasites ne provenant pas directement du volume fiduciel de la chambre à bulles.

3.2.1.2. Découpage cellulaire suivant la direction horizontale ZZ'_{FH}.

Le découpage cellulaire du calorimètre FNC (suivant la direction ZZ') est reporté (comme précédemment) sur le diagramme de corrélation $Z_{FH} - Z_{FNC}$ (figure 3-21).
Suivant cette direction, l'image de l'aimant M2 est telle que les particules se répartissent dans les cellules centrales d'indice k = 2, 3, 4.
Les cellules externes (k = 1 et 5) ne sont pas utilisées par notre dispositif de sélection. Les cellules en question sont destinées à recueillir leur énergie afin de mesurer l'élargissement des gerbes et de reconstruire avec précision les barycentres latéraux des gerbes lors de la reconstruction des impacts au cours de l'analyse hors ligne (voir la description du calorimètre au chapitre 1).

Pour définir la zone de veto et la structure cellulaire de l'hodoscope suivant cette direction (ZZ'), on se préoccupe toujours de laisser une marge de 7 à 8 cm autour de la distribution d'impacts suivant la direction ZZ'_{FNC}. On désire encadrer au plus près la distribution de particules chargées sur le diagramme.
Cependant, la définition de la structure cellulaire en 5 cellules avec recouvrements provient aussi de l'étude de la deuxième utilisation de l'hodoscope avec le Cerenkov FC : chapitre 4.

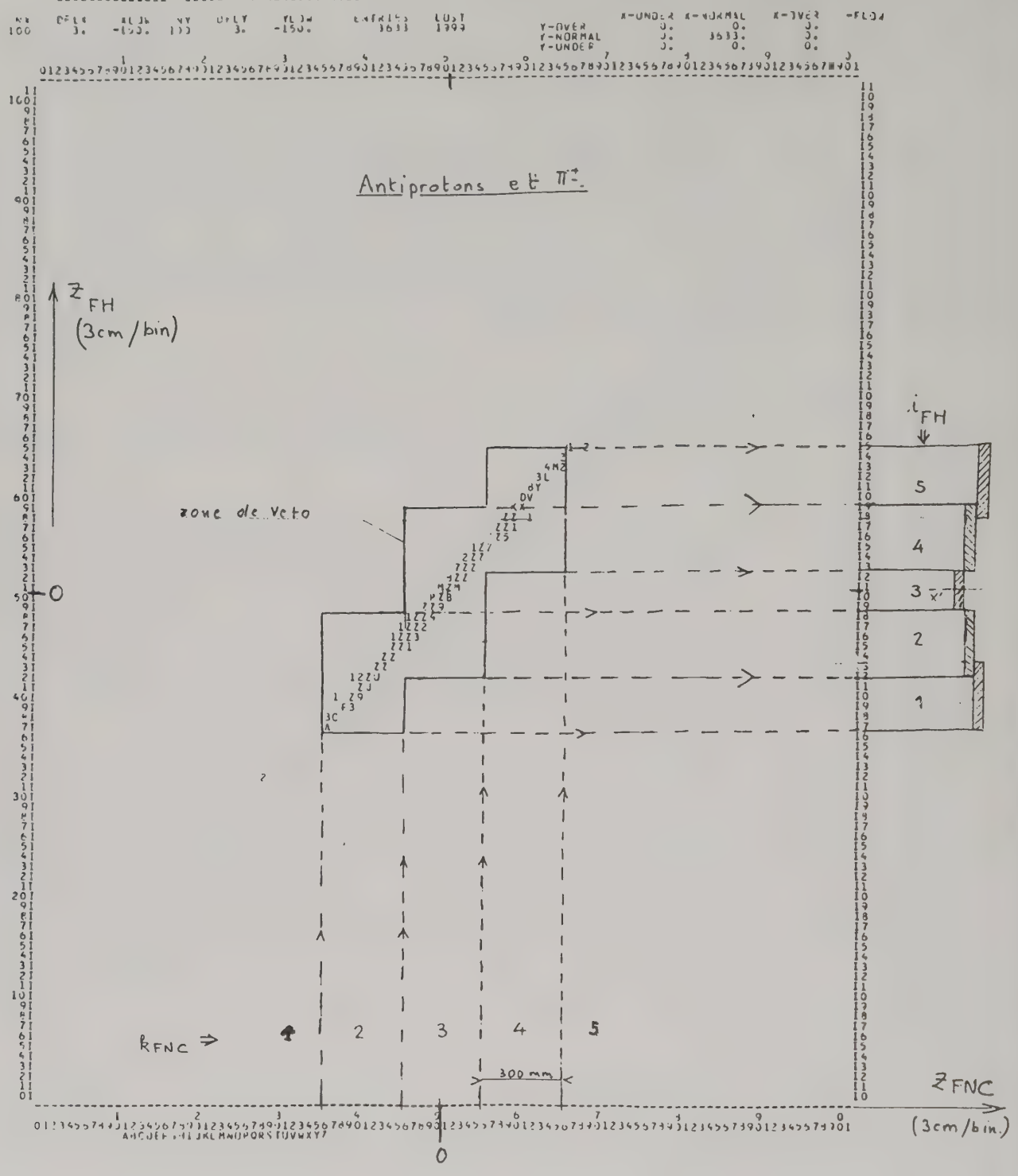


FIGURE 3-21 : Diagramme de corrélation entre les coordonnées Z_{FNC} et Z_{FH} des impacts de particules chargées ($\bar{P}$ et π^-) dans les plans hodoscopique et calorimétrique.
Structure suivant la direction ZZ' de l'hodoscope FH.

3.2.1.3. Structure complète de l'hodoscope.

La figure 3-22 et la figure 3-23 présentent la structure cellulaire complète (dans le plan YOZ et en vue perspective) de l'hodoscope FH. Il possède en tout 45 cellules FH ij (i varie de 1 à 5 et j de 1 à 9) et couvre une section droite transverse de (85 x 261,5) cm^2.

3.2.2. La correspondance cellulaire - condition de veto.

A partir des zones de veto définies sur les diagrammes de corrélation $Y_{FH} - Y_{FNC}$ (figure 3-20) et $Z_{FH} - Z_{FNC}$ (figure 3-21), on déduit un système de correspondance entre les cellules hodoscopiques et calorimétriques.

Les relations entre les indices sont :

- suivant la direction horizontale OZ

$$k_{FNC} = 1 \longmapsto i_{FH} = \{1,2\}$$
$$k_{FNC} = 2 \longmapsto i_{FH} = \{2,3,4\}$$
$$k_{FNC} = 3 \longmapsto i_{FH} = \{4,5\}$$

- Suivant la direction verticale OY

$$\ell_{FNC} = 1 \longmapsto j_{FH} = 1$$
$$\ell_{FNC} = 10 \longmapsto j_{FH} = 9$$
$$2 \leqslant \ell_{FNC} \leqslant 9 \longmapsto j_{FH} = \{\ell_{FNC}, \ell_{FNC}-1\}$$

La condition de veto s'exprime par l'expression logique :

$$\sum_{k,\ell} FNC_{k\ell} \cdot \prod_{\substack{i(k) \\ j(\ell)}} \overline{FH_{ij}}$$

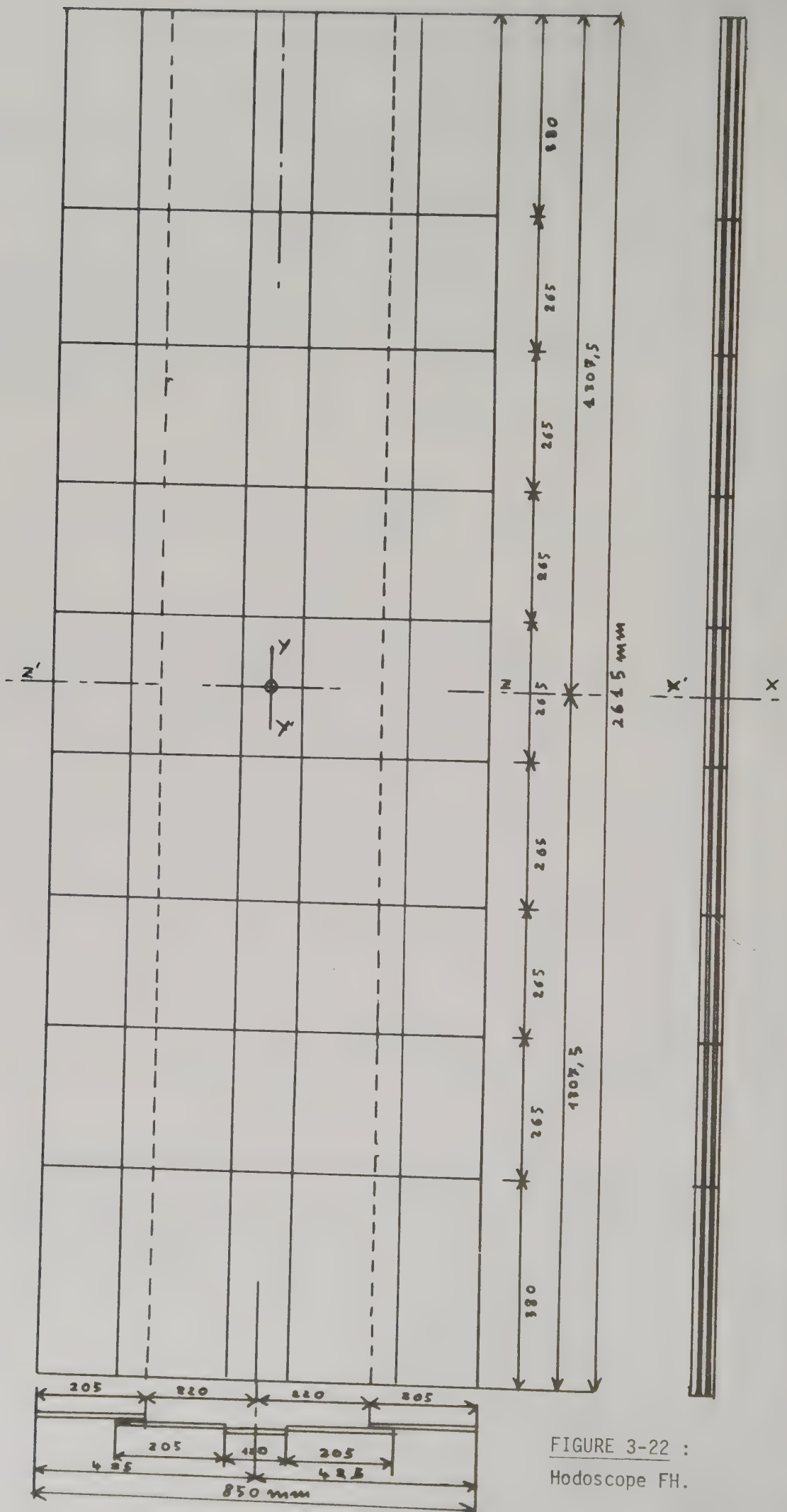


FIGURE 3-22 :
Hodoscope FH.

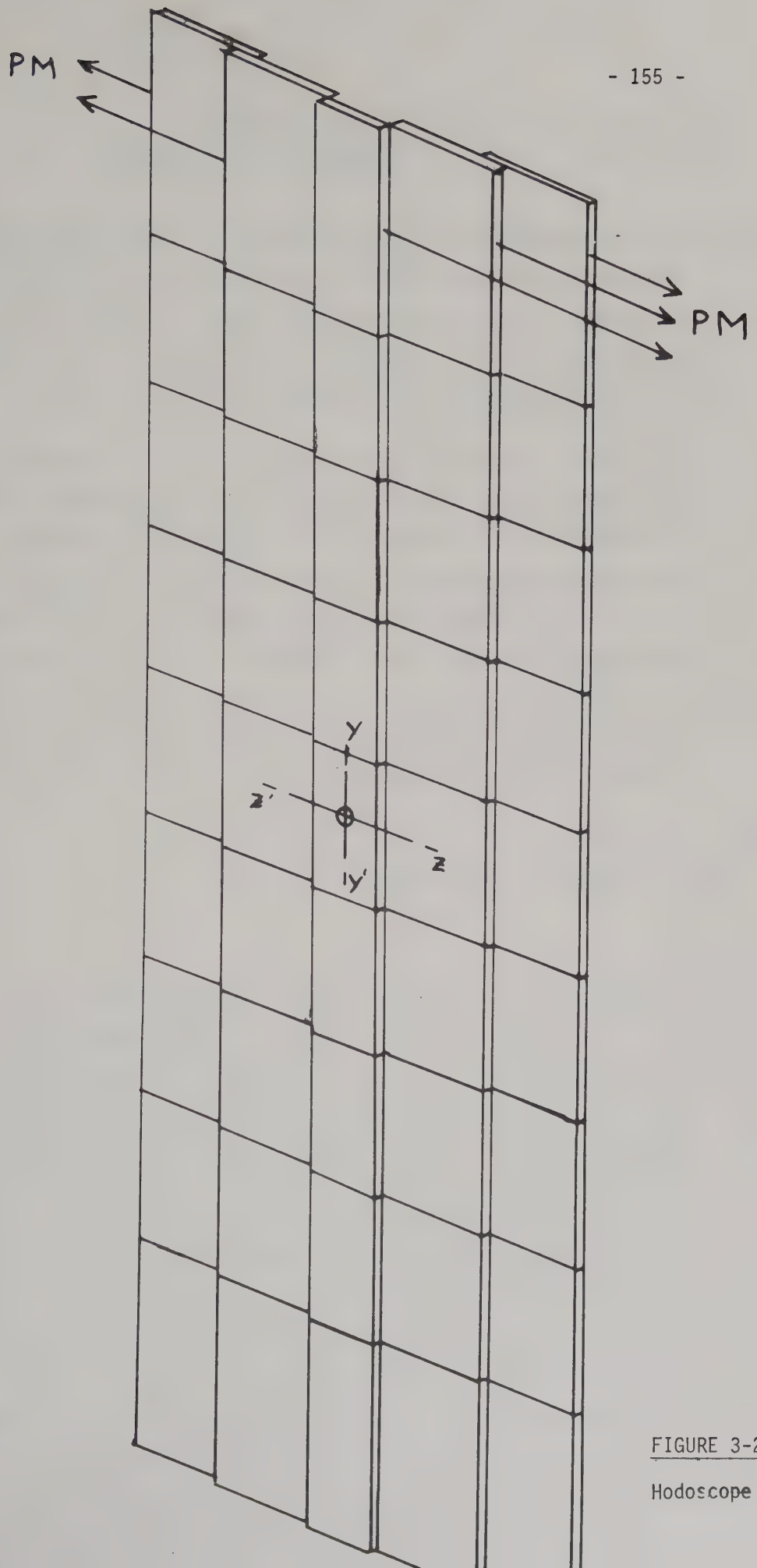


FIGURE 3-23 :

Hodoscope FH.

3.2.3. Ambiguïtés dues aux impacts multiples.

Il y a ambiguïté si pour un neutron (ou antineutron) détecté dans une cellule $FNC_{k\ell}$, une particule chargée donne un signal dans l'une des cellules FH_{ij} en correspondance avec cette cellule calorimétrique. Lorsque ce cas se produit, le dispositif ne peut identifier le nucléon neutre et l'événement n'est pas rejeté.

Nous avons simulé le système de veto établi précédemment par ordinateur et sélectionné parmi les 5 000 événements générés par SIMEV, les événements donnant lieu à une ambiguïté.

On estime que seulement 3 % des événements produits par la simulation et assimilés à des non-annihilations $\bar{P}P$ (voir chapitre 2) ne seront pas éliminés en ligne pour cause d'ambiguïté de ce type.

Le système de correspondance que nous avons déterminé paraît donc suffisamment contraignant vis-à-vis de ce problème.

3.2.4. Souplesse d'utilisation.

En Mars 1982, un accident s'est produit (rupture d'une bobine de l'aimant M2) qui a conduit à utiliser pendant un certain temps (plusieurs mois) un champ magnétique égal à la moitié de sa valeur nominale. Nous avons donc regardé s'il était possible d'établir un nouveau système de correspondance cellulaire dans des conditions différentes de celles définies au chapitre 2. Une étude par simulation a été faite dans ce sens avec les conditions expérimentales :

$$\begin{cases} \int_{M_1} B\,d\ell = 4{,}5 \text{ Tesla} \cdot \text{mètres} \\ \int_{M_2} B\,d\ell = 1{,}65 \text{ Tesla} \cdot \text{mètres} \end{cases} \quad \text{puis} \quad \begin{cases} \int_{M_1} B\,d\ell = 3{,}9 \text{ Tesla} \cdot \text{mètres} \\ \int_{M_2} B\,d\ell = 1{,}65 \text{ Tesla} \cdot \text{mètres} \end{cases}$$

L'étude montre qu'il est possible d'utiliser l'hodoscope FH avec la structure précédemment définie pour établir un autre système de correspondance cellulaire qui permette à notre système de sélection de fonctionner correctement si l'on conserve une configuration de champs magnétiques antiparallèles.

CHAPITRE 3 : REFERENCES.

1 - "Fluctuations in calorimetry measurements".
Ugo AMALDI CERN/EP/80-212 20 nov. 82.

2 - "Measurements of energy flow distributions of 10 GeV/c hadronic showers in iron and aluminium".
B. FRIEND and al. NIM 176 (1976) 505-510.

3 - "Study of the structure of hadronic and e.m. shower with segmented iron scintillators calorimeter".
D. BELLINI and al NIM 171 (1980) 237-244.

4 - "Performances of a magnetised total absorption calorimeter between 15 GeV and 140 GeV".
H. HOLDER and al NIM 151 (1972) 69-80.

5 - "Reponse and resolution of an iron scintillator calorimeter".
H. ABRAMOWITS NIM 180 (1981) 429-439.

6 - "A hodoscope calorimeter for high energy hadronic".
IHED IISN RAPRS CERN/ED 80-15) 7 Feb. 1980.

CHAPITRE 4 : DETECTION EN LIGNE DES $\bar{P}$ AVEC LE CERENKOV FC.

Introduction.

Le détecteur FC a deux usages dans l'expérience $\bar{P}P$:

- Lors de l'analyse hors ligne, on désire identifier le maximum de particules chargées qui atteignent le second étage du spectromètre.

- Le Cerenkov auquel on associe deux hodoscopes est utilisé en ligne dans le système de sélection des annihilations pour identifier les antiprotons. On propose (chapitre 1) de placer un hodoscope FCH, entre la chambre à dérive D4 et la fenêtre d'entrée du Cerenkov FC, à l'abscisse + 19,30 m (suivant OX). On adjoint au dispositif l'hodoscope FH, déjà utilisé en association avec le calorimètre FNC pour la détection en ligne des n et $\bar{n}$, et qui est situé à l'abscisse + 38,30 m suivant l'axe OX de l'EHS.

Rappelons que l'appareil (FC) est constitué dans sa version standard d'un réservoir de 12 m de longueur et de (1 x 2) m^2 de section droite. La fenêtre d'entrée du Cerenkov est située à l'abscisse + 20 m suivant la direction OX de l'EHS. 14 miroirs sphériques de 2 m de rayon réfléchissent les photons Cerenkov vers les 14 photocathodes. La matrice de miroirs est représentée par un plan qui intercepte orthogonalement l'axe OX de l'EHS à l'abscisse + 32 m.

Le projet pour l'expérience $\bar{P}P$ (réf. 1-1) prévoit d'utiliser une version réduite du réservoir (7 m de longueur). Cependant, la transformation du réservoir en sa version de 7 m est en pratique une

opération délicate et longue qui nécessite plusieurs jours de travail. On dispose entre la fin de la prise de données d'une autre expérience qui utilise la version standard du réservoir et le début de l'expérience $\bar{P}P$ de trop peu de temps pour réaliser la transformation.
L'utilisation contrainte de la version standard (12 m) amène deux conséquences pour l'utilisation en ligne du Cerenkov.

L'analyse présentée dans la première partie de ce chapitre montre que le rayon maximum du spot de lumière Cerenkov au niveau des miroirs est environ doublé en comparaison avec ce que donne la version 7 m du Cerenkov. Le nombre d'ambiguïtés ($\pi^{\pm}, \bar{P}$) observées dans le système en ligne risque d'être plus important que si l'on utilise la version 12 m car plusieurs miroirs peuvent être concernés par les photons Cerenkov produits par une particule chargée ($\pi^{\pm}$ ou $K^{\pm}$ d'impulsion supérieure au seuil de production de lumière Cerenkov).

L'hodoscope FCH est situé devant la fenêtre d'entrée du réservoir du Cerenkov. Avec la version 12 m du réservoir, l'hodoscope en question se trouve nécessairement placé à proximité de l'aimant M2. D'une part, l'hodoscope est plus sensible au flux de particules parasites provenant des interactions secondaires sur les lèvres de l'aimant M2 ; d'autre part, l'étude de la géométrie des trajectoires de particules chargées qui est effectuée dans la deuxième partie de ce chapitre, montre que les corrélations entre les impacts de particules chargées dans le plan hodoscopique et dans le plan des miroirs, deviennent moins contraignantes comparées avec ce que donne la version 7 m du réservoir du Cerenkov (l'hodoscope est alors plus éloigné de l'aimant M2).

La première partie de ce chapitre est une analyse des possibilités d'identification de particules chargées par le Cerenkov FC. Les propriétés qui sont déduites de l'étude analytique ainsi que de l'étude par simulations de la détection des photons dans le Cerenkov sont utiles pour évaluer les possibilités de détection en ligne des antiprotons par cet appareil en vue de son utilisation dans le dispositif de sélection des annihilations.

La seconde partie du chapitre est une analyse à l'aide du programme EXPLOR des trajectoires de particules chargées dans la partie du spectromètre comprise entre l'hodoscope FCH et l'hodoscope FH. On étudie à l'aide de diagrammes de corrélation entre les impacts des trajectoires dans le plan hodoscopique FCH et dans le plan des miroirs, la structure cellulaire de l'hodoscope FCH. On définira ensuite un système de correspondance cellulaire entre les plans hodoscopiques et le plan des miroirs. On dispose alors d'un ensemble de fonctions logiques qui réalisent la condition de veto d'un événement $\bar{P}P$ de non-annihilation, par la détection d'un $\bar{P}$ venant du vertex d'interaction dans la chambre à bulles.

Enfin, on doit noter cette seconde utilisation du FH (défini prioritairement par l'utilisation avec le calorimètre FNC) comme hodoscope contrôlant également la bonne direction des particules traversant le FC, à la sortie de ce dernier.

4.1. Caractéristiques de fonctionnement du Cerenkov FC pour l'expérience $\bar{P}P$.

4.1.1. Choix de l'indice de réfraction n, calcul des rayons maximums des spots de lumière Cerenkov.

Pour l'expérience $\bar{P}P$, la valeur de l'indice de réfraction n du milieu traversé par les particules doit être choisie de telle façon que les antiprotons ne puissent produire de lumière Cerenkov. D'autre part, il est nécessaire que les autres particules chargées ($\pi^{\pm}$ et $K^{\pm}$ essentiellement) aient un seuil (en impulsion) de production de photons Cerenkov le plus bas possible.

Une particule chargée de vitesse β produit un effet Cerenkov pendant la traversée d'un milieu d'indice de réfraction n si la condition suivante est réalisée :

$\beta > \frac{1}{n}$ soit pour un seuil égal à 100 GeV (pour les $\bar{p}$):

$$n\,\beta_{\bar{p}_{100GeV}} = 1$$

Ceci donne une valeur : $n - 1 = 44.10^{-6}$

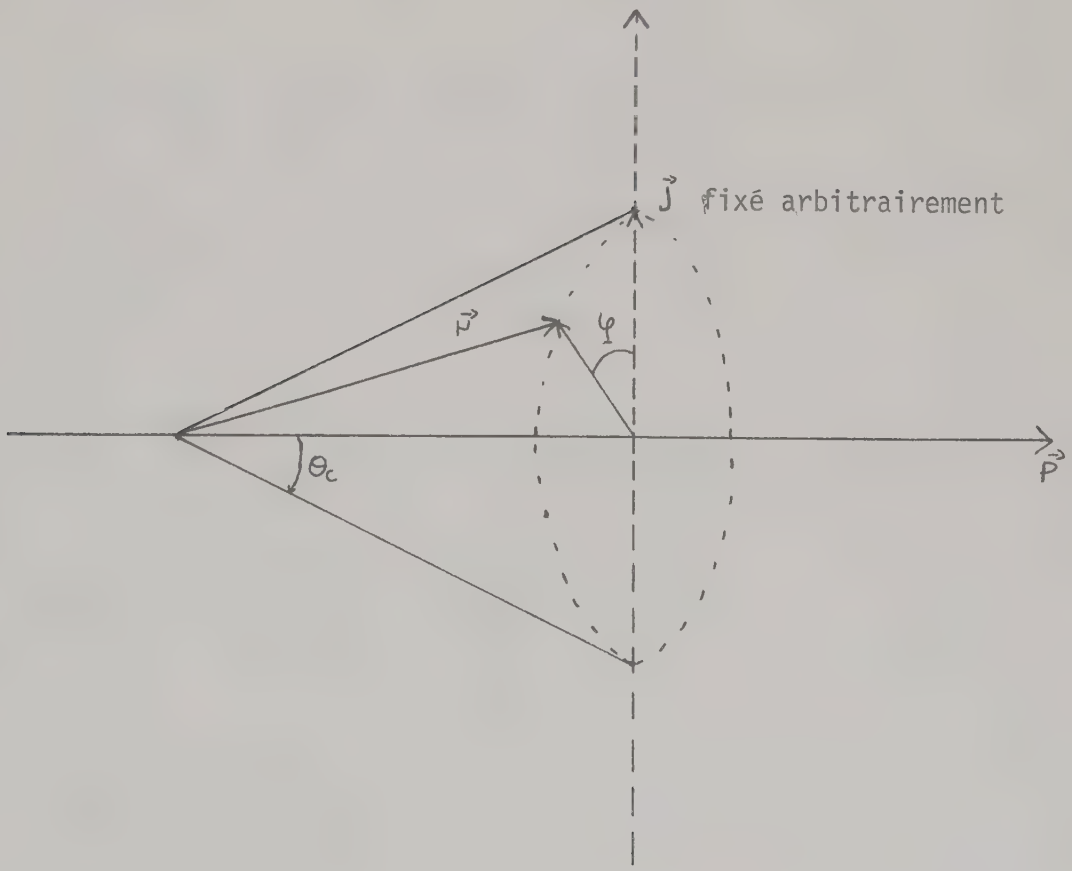
Une telle valeur de l'indice est réalisée pour un mélange gazeux de 95 % d'hélium et 5 % d'azote. Le mélange est à pression atmosphérique et à une température de 100° C.
Les seuils (en impulsion) d'émission de lumière Cerenkov par les particules chargées sont déterminés pour la valeur choi-

sie de l'indice :

$P_{\pi^{\pm}\,seuil}$ = 14,9 GeV/c
$P_{K^{\pm}\,seuil}$ = 52,6 GeV/c
$P_{\bar{P}\,seuil}$ = 100 GeV/c

Pendant la traversée du milieu par une particule chargée d'impulsion supérieure au seuil, l'émission de photons obéit aux lois suivantes :

On appelle $\vec{P}$ l'impulsion de la particule chargée
$\vec{\mu}$ l'impulsion du photon Cerenkov.



Le photon est émis aléatoirement sur un cône de demi-angle d'ouverture $\theta_c = \widehat{\vec{P},\vec{\mu}}$

En coordonnées polaires, les angles θ_c et φ suivent les lois suivantes :

$$\theta_c = Arc\cos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$$

φ suit une loi statistique uniforme entre 0 et 2π radians.

$N = K \sin^2\theta_c$ = nombre de photons produits par unité de longueur parcourue par la particule chargée.

K est le facteur d'atténuation du mélange gazeux c'est un paramètre expérimental.

On définit pour chaque miroir du Cerenkov FC un facteur de mérite K_{ij}.

Ce facteur intègre le facteur d'atténuation K (absorption de la lumière dans le mélange gazeux), le coefficient de réflexion du miroir R_{ij} .

L'ensemble de l'étude est faite pendant la période de construction et de test du détecteur FC. Les premiers tests et calibration de l'appareil après la remise en état suite à un incident technique (rupture de joint), nous fournissent une estimation des K_{ij} encore soumise à une forte incertitude. K_{ij} pour chacun des miroirs oscillerait autour d'une valeur moyenne $\bar{K}$ proche de celle attendue, c'est-à-dire 150 cm^{-1}. On considère pour la suite de l'étude un facteur de mérite unique pour tous les miroirs dont la valeur est choisie égale à 150 cm^{-1}.

Avec cette valeur moyenne $\bar{K}$, on peut calculer les paramètres suivants :

N = nombre total de photons Cerenkov produits par une particule chargée d'impulsion supérieure au seuil.

ρ_{max}^{miroir} = rayon maximum de spot de lumière Cerenkov produite par une particule chargée, au niveau du plan des miroirs.

$\rho_{max}^{photocathode}$ = rayon maximum du spot de lumière au niveau des photocathodes, donc après que les photons aient été réfléchis par les miroirs.

Chaque photocathode est située dans le plan focal du miroir associé.

On exprime ces trois paramètres en fonction de la masse et de l'impulsion de la particule chargée.
On justifie les approximations par la petitesse moyenne de θ_c : pour un π^- de 100 GeV/c, θ_c est de l'ordre de 10 mrd. On a calculé les paramètres suivants :

$$\left.\begin{array}{l} \theta_c^2 = 2\left(1 - \frac{1}{\beta n}\right) \\ \beta = \frac{p}{E} \end{array}\right\} \Rightarrow \theta_c = \left(\frac{M_{\bar{p}}^2}{P_{\bar{p}seuil}^2} - \frac{m^2}{p^2}\right)^{1/2}$$

$$\rho_{max}^{miroir} = L\,\theta_c = L\left(\frac{M_{\bar{p}}^2}{P_{\bar{p}seuil}^2} - \frac{m^2}{p^2}\right)^{1/2} \quad ; \; L = 12\,m$$

$$\rho_{max}^{Photocathode} = \frac{R\,\theta_c}{2} \quad ; \; R = 2\,m$$

$$N_\gamma = \bar{K}\,L\,\theta_c^2$$

Nous avons tracé les courbes de l'évolution de ρ_{max}^{miroir}, $\rho_{max}^{Photocathode}$, N_γ en fonction de l'impulsion de la particule incidente pour les $\pi^\pm$ et les $K^\pm$: courbes présentées sur la figure 4-1.

L'analyse de la figure 4-2 nous induit à formuler deux constatations importantes pour l'utilisation en ligne du Cerenkov dans le dispositif de sélection.

Au voisinage des impulsions de seuil, N_γ est voisin de 0. N_γ croît fortement en fonction de l'impulsion. Pour les $\pi^\pm$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c, le nombre N_γ est inférieur à 4. Les photocathodes collectent en permanence un bruit de fond. Il est de l'ordre de 2 photoélectrons par photocathode et par événement (mesuré pendant le test de juillet 82). Le signal collecté par les photocathodes si N_γ est inférieur ou égal à 2 risque d'être indifférenciable du bruit de fond par le système de sélection en ligne. Le système de correspondance cellulaire qui sera établi entre les hodoscopes et les miroirs au chapitre 4-2 devra éviter les $\pi^\pm$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c pour ne pas produire de faux vetos ($\pi^\pm$ ou $K^\pm$ dans le système de correspondance et non détectés par le Cerenkov).

Le rayon ρ_{max}^{miroir} varie entre 8,5 et 12 cm si l'impulsion des $\pi^\pm$ est comprise entre 20 et 100 GeV/c. Une particule chargée peut produire des photons Cerenkov qui seront détectés par plusieurs photocathodes si l'impact de la trajectoire de cette particule dans le plan des miroirs est proche de l'intersection entre plusieurs miroirs (moins de 10 cm environ). On a une

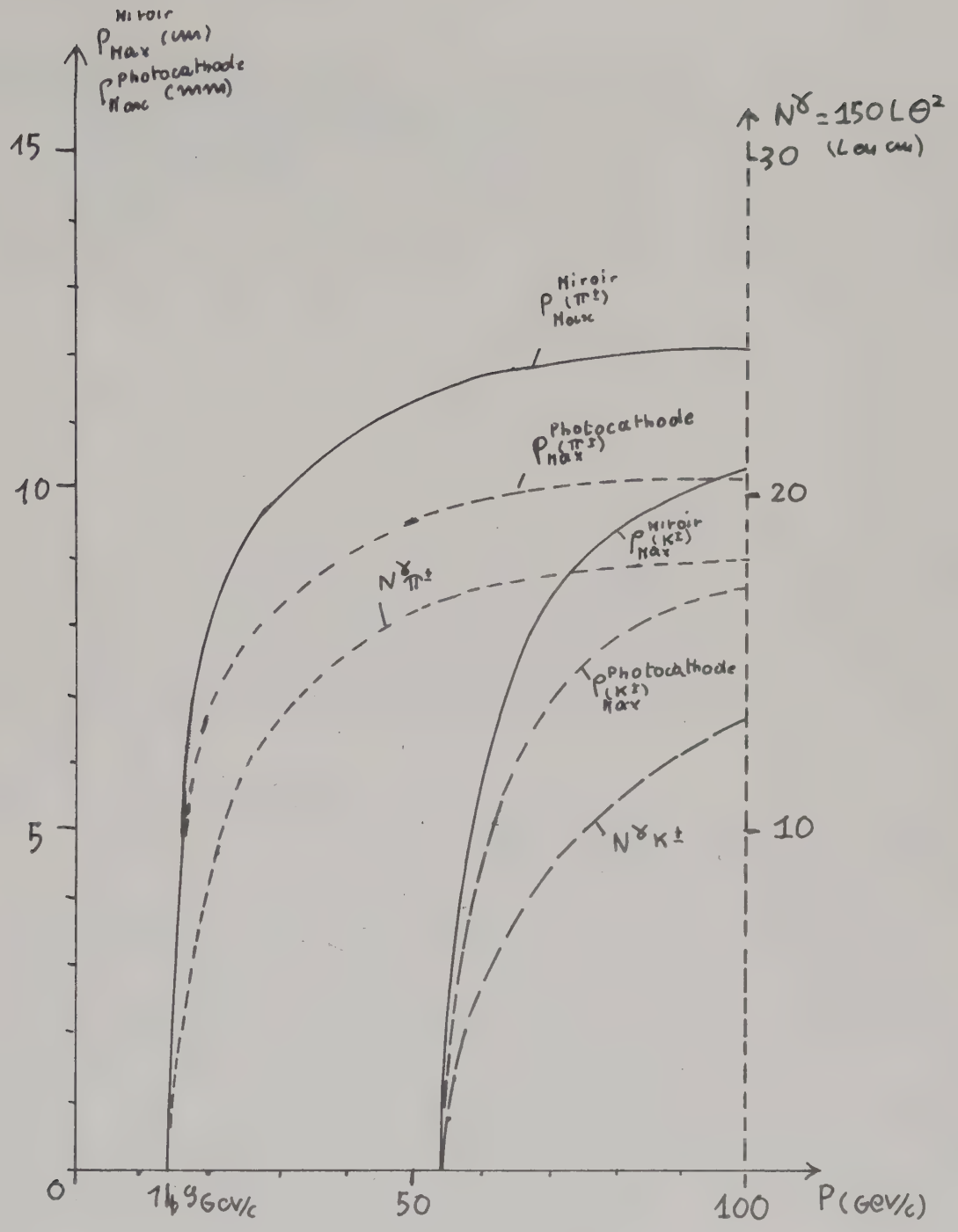


FIGURE 4-1 : - Rayon attendu pour le spot de lumière Cerenkov (version 12 m du réservoir)
. au niveau des miroirs
. au niveau des photocathodes

- Nombre de photons attendus au niveau des photocathodes
Facteur de mérite K = 150 cm^{-1}

ambiguïté si de la lumière Cerenkov est détectée dans au moins une photocathode des miroirs appartenant au système de correspondance d'un antiproton incident. L'événement ne sera pas dans ce cas éliminé. On augmente les ambiguïtés ($\pi^{\pm}$, $\bar{P}$) et ($K^{\pm}$, $\bar{P}$) avec un rayon ρ_{max}^{miroir} de 8,5 à 12 cm pour les $\pi^{\pm}$ (par rapport à ce que donne la version 7 m du FC).

4.1.2. Géométrie des trajectoires de photons Cerenkov.

Nous allons ici nous intéresser à l'identification en ligne des $\pi^{\pm}$ d'impulsion supérieure ou égale à 17 GeV/c. Nous considérons dans la suite de l'étude (en particulier lors de l'établissement des systèmes de correspondance cellulaire au paragraphe 4.2) que les $\pi^{\pm}$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c sont non identifiables en ligne (voir précédent paragraphe).

Lors de l'analyse hors ligne, il sera possible, connaissant la trajectoire de la particule chargée, de chercher à déterminer les miroirs touchés et de déduire, en sommant les signaux collectés dans les photocathodes, des informations sur la nature de la particule. Par contre, en ligne, une telle procédure est irréalisable. On considère donc qu'une particule chargée ne sera pas détectée en ligne avec le Cerenkov si aucune photocathode (concernée par le spot de lumière Cerenkov) ne collecte plus de deux photoélectrons.

L'étude présentée dans ce paragraphe est effectuée avec l'aide du programme de simulation SIMOUT 6 et va nous permettre d'obtenir des informations (pourcentage de non détection en particulier) que l'on ne peut déduire du calcul précédemment effectué.

4.1.2.1. Description du programme SIMOUT 6.

La procédure utilisée par le programme SIMOUT 6 pour propager jusqu'à la fenêtre d'entrée du Cerenkov FC, les particules formant les 5 000 événements générés par SIMEV, est identique à celle utilisée dans le programme SIMOUT D et l'on a utilisé les pouvoirs de courbure de M1 et M2 déterminés dans le chapitre 2.

Le programme de simulation SIMOUT 6 génère aléatoirement la production de photons Cerenkov par les particules chargées lors de la traversée du volume fiduciel du détecteur FC. Le programme suit les lois d'émission de lumière Cerenkov décrites dans le précédent paragraphe. Les photons sont propagés jusqu'aux photocathodes après réflexion sur les miroirs.
Le Cerenkov est représenté dans ce programme par :

- une fenêtre d'entrée d'abscisse + 20 m suivant OX de section droite transverse (1 x 2) m^2
- un volume fiduciel de 12 m de longueur contenant un milieu d'indice de réfraction $n = 1 + 44.10^{-6}$
- un plan d'abscisse + 32 m suivant la direction OX, choisi pour représenter les miroirs.

En projection sur ce plan, les 14 miroirs sphériques (de rayon égal à 2 m) forment une matrice de 14 cellules de (28,5 x 50) cm^2 de surface chacune. Les miroirs sont indicés suivant OY de J_M = 1 à 7 et suivant OZ de I_M = 1 à 2.
Une photocathode de diamètre 6,5 cm est située dans le plan focal de chaque miroir. La géométrie du système optique est celle décrite au chapitre 1. L'inclinaison des miroirs est telle que l'image du trou de M2 par chaque miroir est centrée sur la photocathode.
Le facteur de mérite du Cerenkov est de 150 cm^{-1}.
La figure 4-2 présente la distribution des impacts de photons Cerenkov générés par la simulation dans le plan moyen des miroirs.
Sur le graphique, on a figuré le découpage en cellules du plan.

4.1.2.2. Acceptance géométrique des photocathodes.

Notre propos étant ici d'analyser les possibilités de détection en ligne des $\pi^{\pm}$ d'impulsion supérieure ou égale à 17 GeV/c, on a effectué par programme une coupure sur les $\pi^{\pm}$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c.

Le programme analyse les distributions d'impacts de photons dans les plans frontaux des photocathodes. La position (relative au centre de la photocathode) de chaque photon (après réflexion par le miroir correspondant) est portée sur un diagramme à deux dimensions.

Les 14 distributions ainsi obtenues ont été portées sur un même graphique où l'on a fixé de façon arbitraire la position

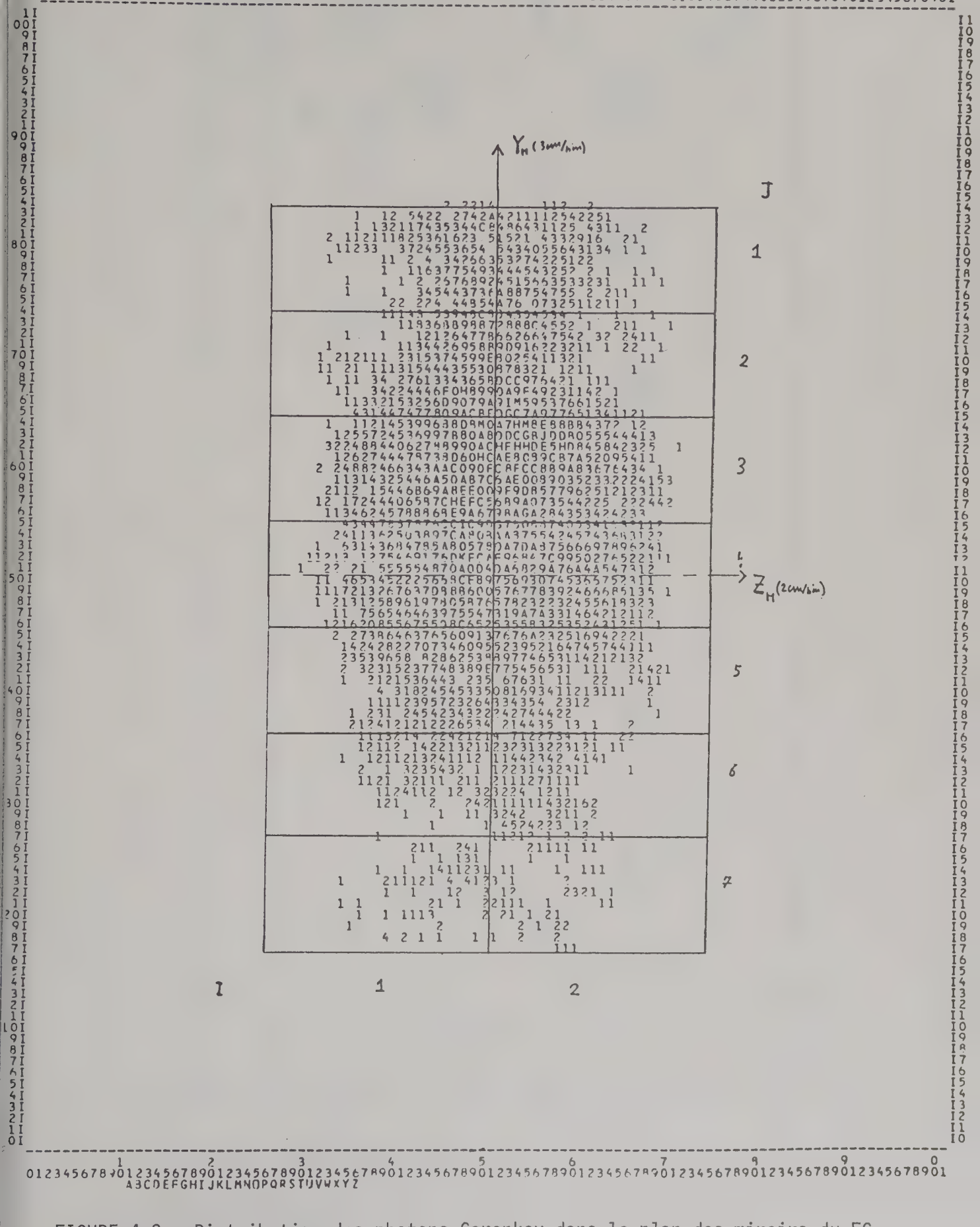


FIGURE 4-2 : Distribution des photons Cerenkov dans le plan des miroirs du FC.

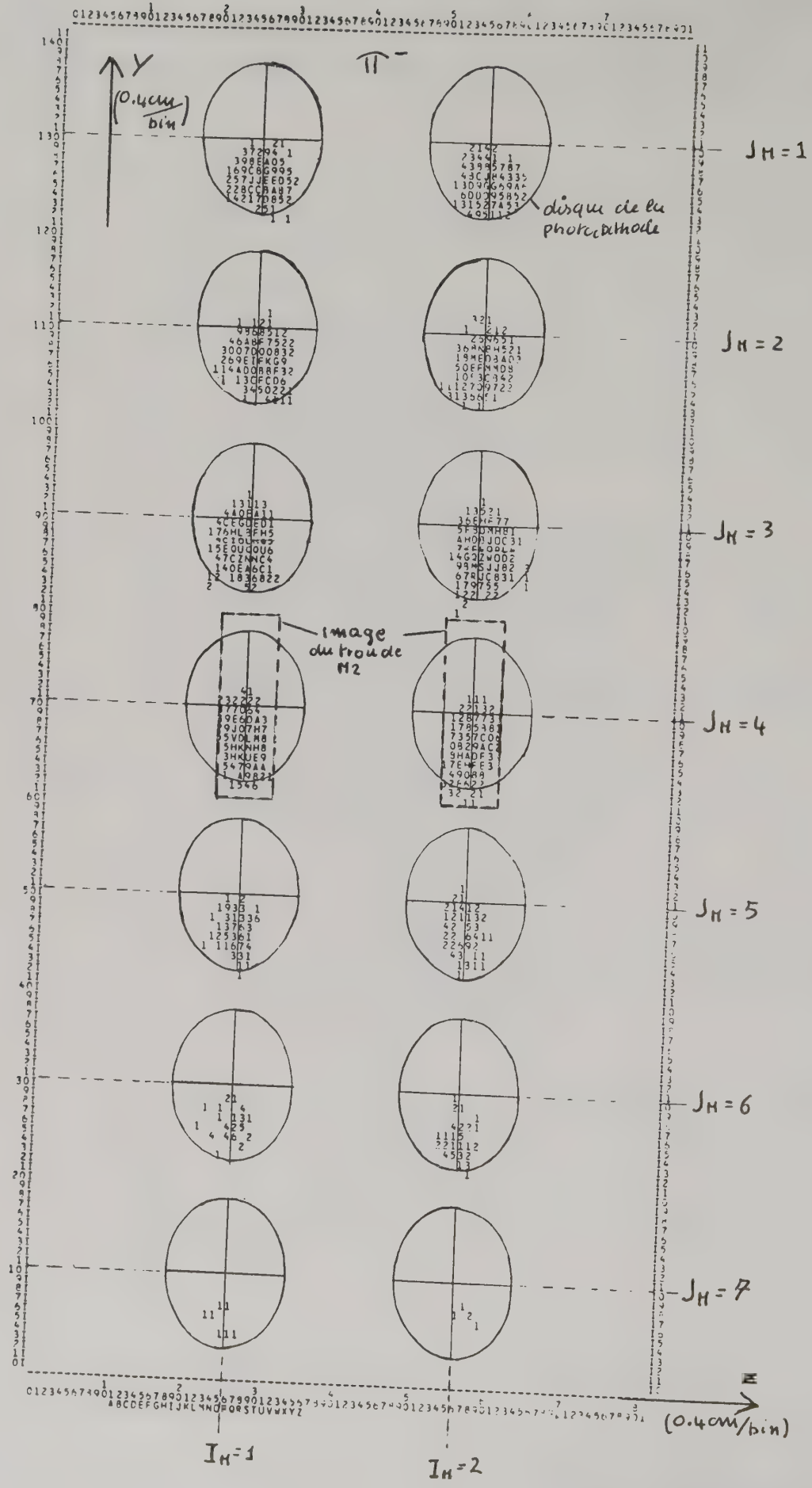


FIGURE 4-3 : Distributions des impacts des photons Cerenkov dans les plans des photocathodes pour les π^- d'impulsion supérieure à 17 GeV/c (diamètre des photocathodes : 6,5 cm).

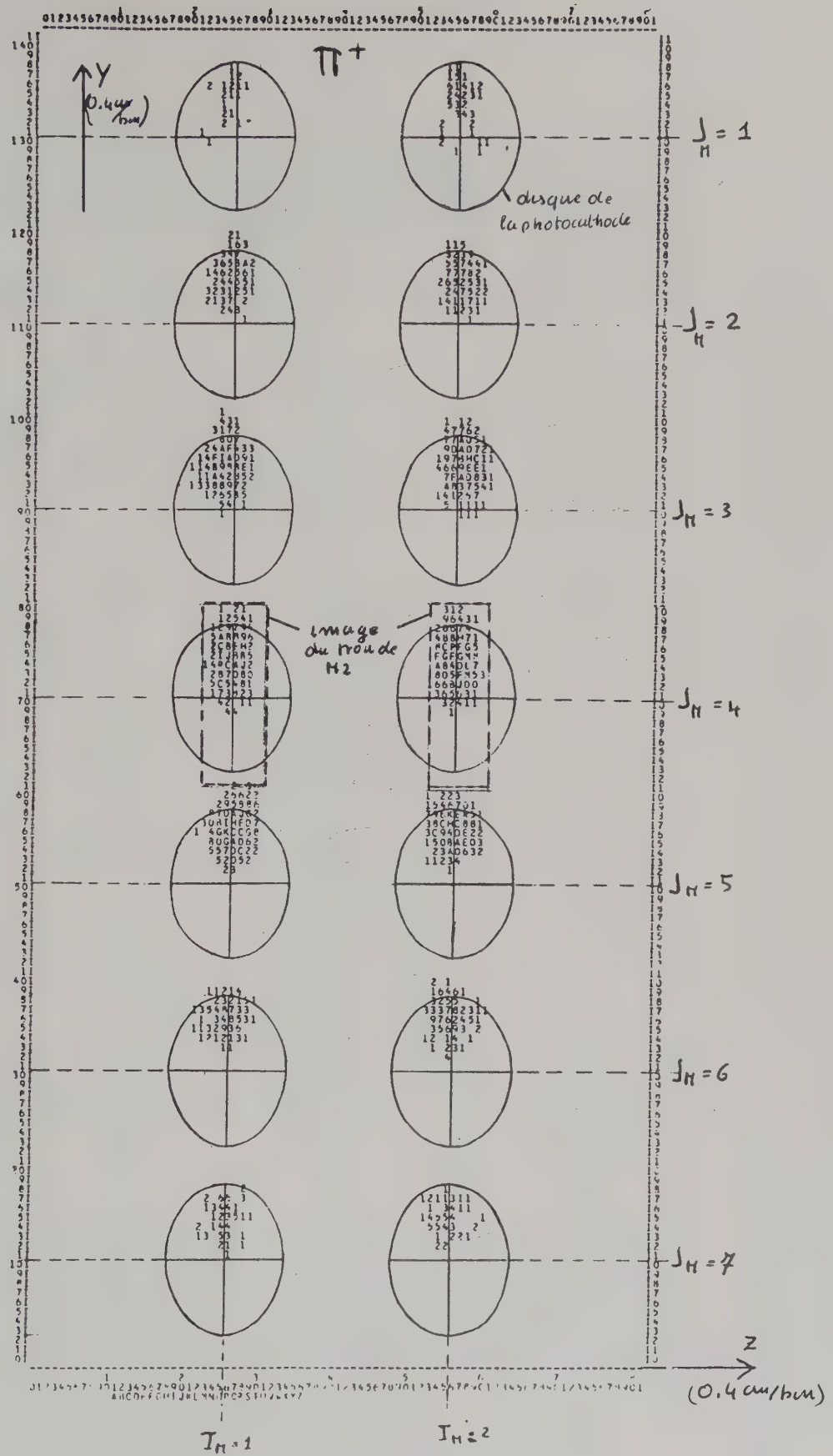


FIGURE 4-4 : Distributions des impacts des photons Cerenkov produits par des π^+ d'impulsion supérieure à 17 GeV/c dans les plans des photocathodes.

du centre de chaque photocathode (ceci dans le but d'avoir une vue globale du système). La figure 4-3 (resp 4-4) présente le graphique ainsi obtenu dans le cas de photons Cerenkov produits par les π^- (resp π^+).
On a figuré pour chaque diagramme le disque de la photocathode.

Lorsqu'on compare les figures 4-3 et 4-4, on constate que les deux distributions (γ_{π^-} et γ_{π^+}) sont spatialement dissociées et sont situées symétriquement par rapport au diamètre horizontal de la photocathode.

La figure 4-5 est un diagramme à deux dimensions mettant en corrélation pour chaque photon l'angle α formé par la projection de la trajectoire du photon (avant réflexion sur le miroir) sur le plan YOX et l'axe OX, avec la coordonnée Y_H de l'impact de la trajectoire dans le plan des miroirs. Cette figure montre que la séparation angulaire des distributions de γ_{π^-} et γ_{π^+} est un phénomène lié à la séparation en charge des particules que l'on a observée sur le diagramme de corrélation $Y_{FH} - Y_{FNC}$ lors de l'étude du chapitre 3. En effet, l'angle α dépend de l'angle Cerenkov θ_c mais aussi de l'angle d'inclinaison de la particule chargée qui produit l'effet Cerenkov.
La séparation en charge des particules dont on a parlé au chapitre 3 induit donc la séparation des deux distributions de photons.

Au niveau du plan de la photocathode (figures 4-3 et 4-4) l'étalement des distributions de photons suivant YY' qui est dû à la séparation (γ_{π^-} , γ_{π^+}) a pour conséquence qu'une partie des photons Cerenkov ne peut être détectée.

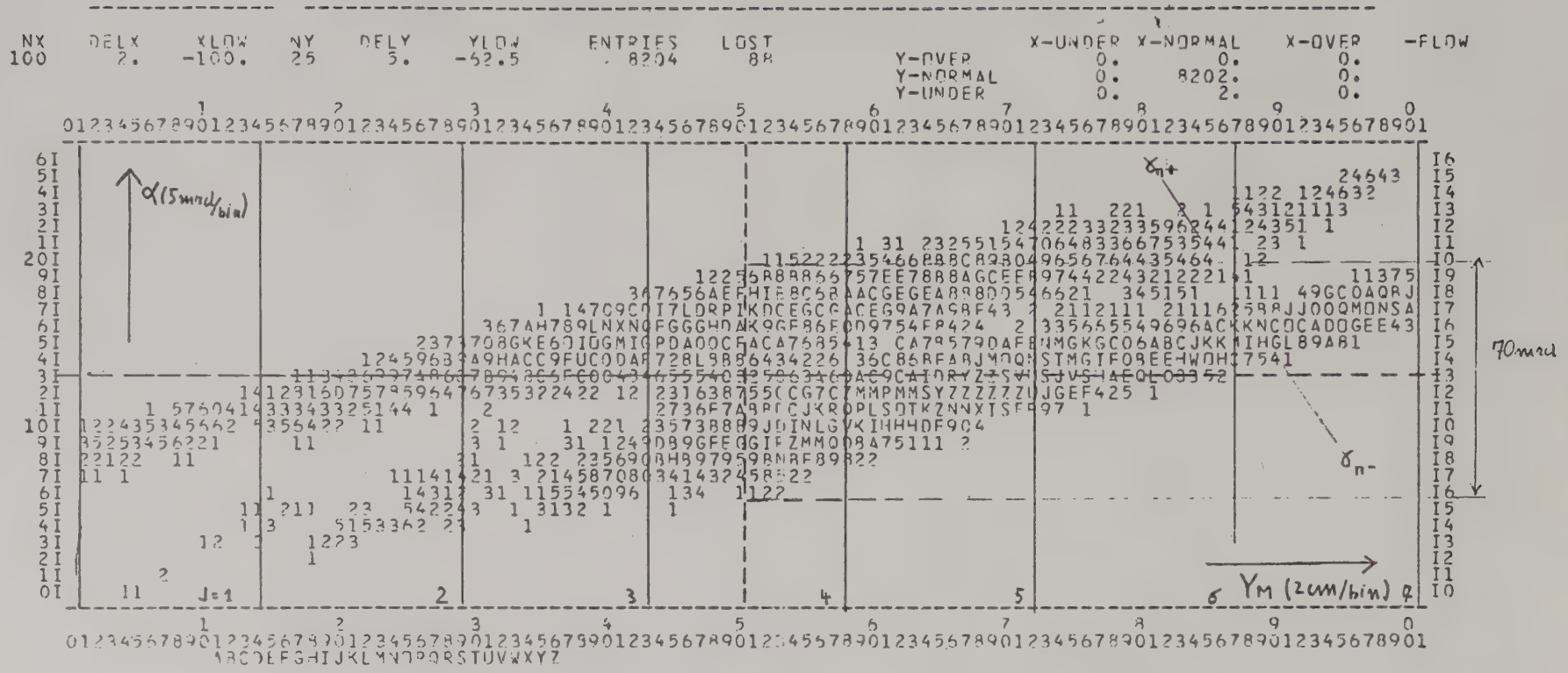


FIGURE 4-5 : Diagramme de corrélation entre les angles α (définis dans le texte et les positions sur l'axe OY (au niveau du plan miroir) de l'impact des trajectoires de photons Cerenkov produits par les $\pi^{\pm}$ ($P \geqslant 17$ GeV/c).

L'acceptance géométrique en photons des photocathodes a été calculée par programme et les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

J_M	I_M	% de γ atteignant le miroir détecté par la photocathode. $\gamma\pi^+$	$\gamma\pi^-$
1	1	100	99
1	2	100	99
2	1	88	99
2	2	91	99
3	1	91	99
3	2	88	99
4	1	92	95
4	2	92	94
5	1	76	98
5	2	76	99
6	1	83	98
6	2	82	96
7	1	99	100
7	2	100	100

L'acceptance géométrique des photocathodes n'est apparemment pas optimisée.
On doit cependant noter que si la taille du spot de lumière Cerenkov est plus grande lorsqu'on utilise la version 12 m du réservoir (au lieu de 7 m) et que cet effet de même que la dissociation des distributions γ_{π^-} et γ_{π^+} contribuent à diminuer l'acceptance géométrique des photocathodes, le nombre de photons produits par une même particule est plus grand et ceci tend à compenser la perte d'efficacité en détection de $\pi^\pm$ due à l'acceptance réduite des photocathodes.

4.1.3. Pourcentage de pions chargés non identifiés par le Cerenkov.

On a établi pour le lot d'événements générés le spectre en impulsion des $\pi^\pm$ qui traversent le Cerenkov pour parvenir aux miroirs. Il est représenté sur la figure 4-6.
Sur cette figure, on a reporté le spectre en impulsion des pions chargés qui traversent le Cerenkov pour atteindre les miroirs mais qui ne sont pas détectés en ligne par cet appareil dans le cas d'un facteur de mérite égal à 150 cm^{-1}.

Pour l'usage hors ligne du détecteur, on remarque à l'analyse de la figure 4-6 que tous les $\pi^\pm$ d'impulsion supérieure ou égale à 40 GeV/c sont détectés avec le Cerenkov. L'identification de ceux de plus basse impulsion, qui échappent à la détection par le FC sera donc du ressort du détecteur ISIS.

On peut distinguer deux cas de non détection :

- le spot de lumière Cerenkov intercepte plusieurs miroirs. Les photons sont alors répartis entre plusieurs photocathodes. Bien que tous soient détectés, aucun signal n'est supérieur à deux photoélectrons.

- Tous les photons réfléchis par les miroirs ne sont pas détectés pour les raisons déjà explicitées et le nombre de photons détectés par photocathode est inférieur ou égal à 2.

On a évalué le pourcentage de π^- qui sont dans le cas a. Il représente 4,3 % des $\pi^\pm$ qui atteignent les miroirs alors que 1,5 % de ces derniers sont dans le cas b.
En conséquence, le pourcentage attendu de π^- susceptible de provoquer un veto indu atteint 5,8 % des $\pi^\pm$ qui atteignent les miroirs.

Pour les π^+ , la proportion $\frac{\text{particules dans le cas a}}{\text{particules dans le cas b}}$ est du même ordre de grandeur et les π^+ non détectés représentent 3,6 % des $\pi^\pm$ qui atteignent les miroirs.

L'analyse présentée dans la deuxième partie du chapitre (paragraphe 4-2) montre que les particules appartenant au système de correspondance cellulaire qui est établi pour sélectionner les $\bar{P}$, sont des π^- d'impulsion supérieure ou égale à 17 GeV/c. En fait, le pourcentage de π^- en correspondance est de l'ordre de 60 à 70 % des π^- qui traversent le Cerenkov pour atteindre les miroirs.

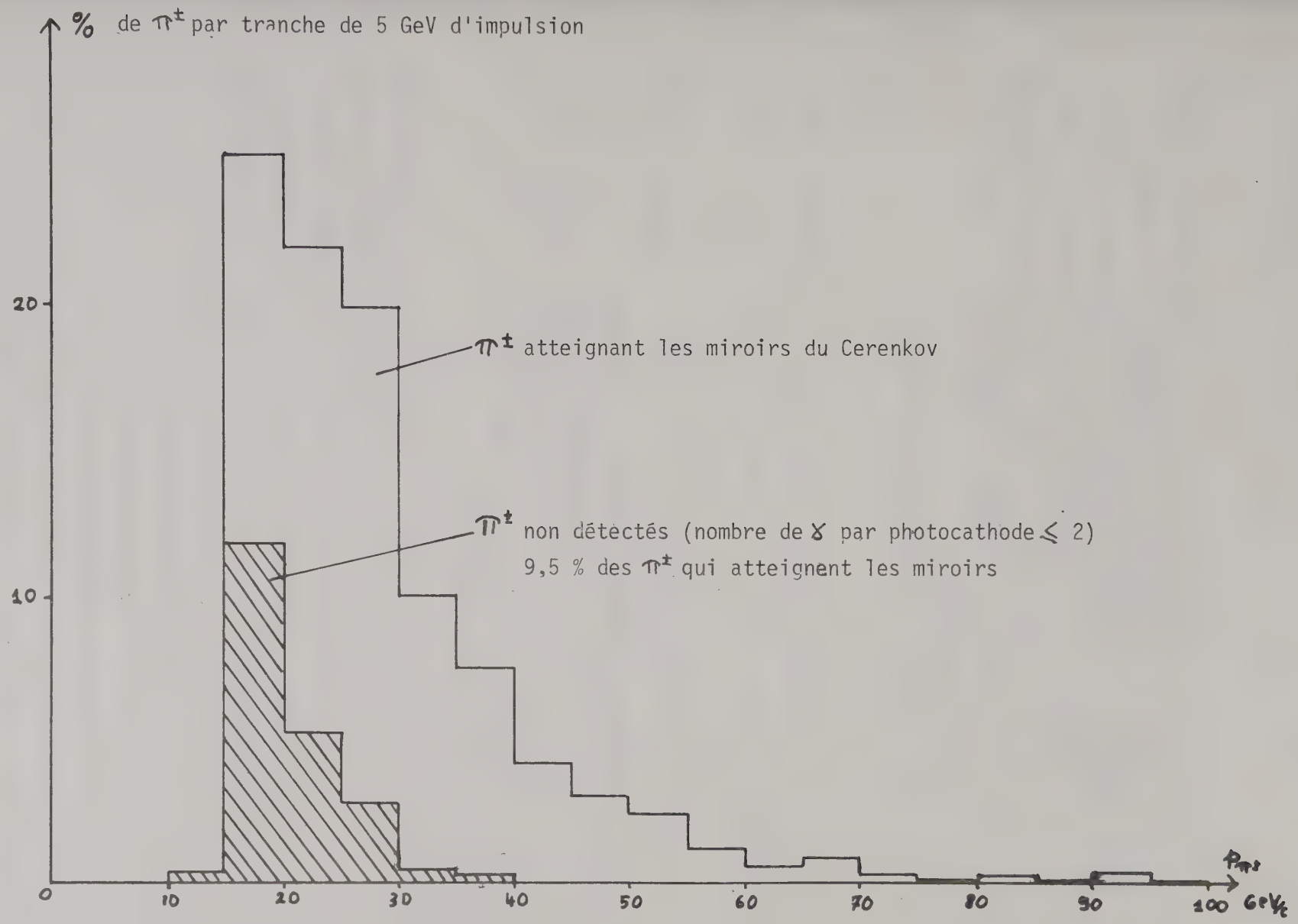


FIGURE 4-6 : - Spectre en impulsion des $\pi^{\pm}$ atteignant le plan des miroirs du Cerenkov FC.
- Spectre en impulsion des $\pi^{\pm}$ non détectés en ligne pour un facteur de mérite K égal à 150.

On a donc cherché à diminuer le pourcentage de π^- dans le cas b par un réglage de l'inclinaison des miroirs. Cependant, une étude effectuée en ce sens montre qu'un tel réglage dégrade les possibilités de détection des π^+ de façon incompatible avec une bonne utilisation hors ligne du Cerenkov alors que le gain en détection de π^- est faible (1,5 % au maximum).
Cette solution n'est donc pas retenue.

4.1.4. Pourcentage attendu de vetos indus des événements d'annihilation.

L'étude précédente est faite à partir des événements de non-annihilation générés par SIMEV. On ne peut donc déduire directement de celle-ci une évaluation précise du taux d'annihilations rejetées à tort par cette partie du dispositif parce que les processus mis en cause dans ces deux types d'interaction sont différents.

On peut cependant essayer d'estimer un ordre de grandeur de ce taux à partir de considérations simples déduites de résultats expérimentaux obtenus à des énergies moyennes (autour de 10 GeV). La figure 4-7 issue de la référence 4-1 est un diagramme montrant les corrélations entre l'impulsion transverse $\langle P_t \rangle$ et la variable $X = \frac{\langle |P_L| \rangle}{P_{max}}$ pour :

- des pions issus d'annihilations.
- des pions de non-annihilation.
- des nucléons et anti-nucléons.

A l'analyse de cette figure, on constate que les pions de non-annihilation ont une émission nettement moins périphérique que les nucléons. Ainsi, aux basses valeurs de P_t et de P_L , celle-ci présente des caractéristiques assez proches de celles observées pour les pions d'annihilation.
Par contre, on remarque que la distribution de $\pi^{\pm}$ d'annihilation est plus dispersée suivant X et qu'une majorité d'entre eux est émise avec une forte impulsion alors que la totalité de ceux de non-annihilation est concentrée dans une zone des diagrammes correspondant à une impulsion telle que X reste en-dessous de 0,25 environ. En effet, dans ces derniers processus, une forte partie de l'énergie disponible pour la réaction est emportée par l'antinucléon émis vers l'avant, qui est la particule de tête (leading particle).

A 100 GeV, on peut faire l'hypothèse que cette tendance a qualitativement la même allure.
Ainsi, on peut s'attendre à ce que les pions d'annihilation qui traversent le Cerenkov Avant seront en forte majorité d'impulsion nettement supérieure à ceux de la simulation. En effet, la plupart de ceux émis vers l'arrière dans le système du centre de masse ne franchissent pas l'aimant M2 du fait des valeurs supérieures de P_t .

En conséquence, les π^- d'annihilation appartenant au système de correspondance cellulaire auront une probabilité plus élevée d'être détectés en ligne, du fait du nombre relativement plus élevé de photons Cerenkov produits par ceux, émis vers l'avant dans le système du centre de masse.
Pour évaluer le pourcentage de vetos indus des annihilations, il nous paraît donc raisonnable d'assimiler, faute de mieux, l'ensemble des pions chargés simulés à une distribution de

pions d'annihilation sachant qu'ainsi, on aboutira à une surévaluation du nombre de π^- non détectés en ligne.

Dans cette hypothèse, on peut calculer un nombre équivalent d'annihilations nécessaire pour obtenir l'ensemble des simulés. A l'énergie de 100 GeV, on attend un nombre moyen de pions chargés produit par annihilation voisin de 9.

$$N = \frac{\text{Nombre total de } \pi^{\pm} \text{ simulés}}{9}$$

On suppose d'autre part que chaque π^- d'impulsion supérieure à 17 GeV/c et non détecté par le Cerenkov donne lieu au veto de l'événement lorsqu'il appartient à la logique de correspondance (hypothèse également majorante).
On évalue alors un ordre de grandeur, certainement très surestimé du taux attendu d'annihilations rejetées à tort :

$$\text{Taux de rejet d'annihilations} \leqslant \frac{\text{nombre de } \pi^- \text{ d'impulsion supérieure à 17 GeV/c non détectés en ligne}}{N} = 0{,}013$$

En conclusion, ce taux de vetos indus paraît acceptable et est compatible avec l'utilisation en ligne du Cerenkov dans le dispositif.

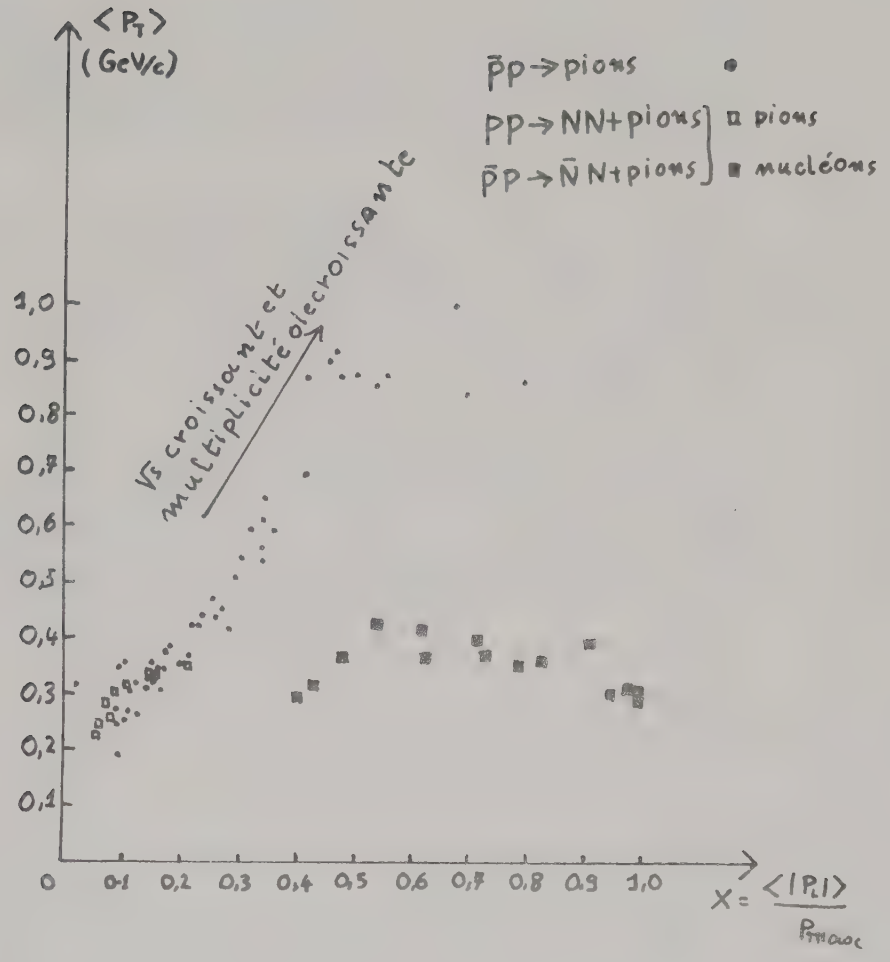


FIGURE 4-7 : Corrélations entre $\langle P_t \rangle$ et $X = \frac{\langle |P_L| \rangle}{P_{max}}$ pour les processus d'annihilation et de non-annihilation à des énergies moyennes (autour de 10 GeV).
(réf 4-1)

4.2. Le système de correspondance cellulaire FCH-FC-FH.

Dans le dispositif de sélection en ligne, le Cerenkov FC est utilisé en association avec un hodoscope FCH (abscisse suivant OX + 19,30 m) et avec l'hodoscope FH (abscisse + 38,30 m suivant l'axe OX).
On doit ici établir un système logique de correspondance cellulaire entre les hodoscopes (FH, FCH) et les miroirs du Cerenkov, dans le but d'identifier le maximum de $\bar{P}$ provenant d'événements de non-annihilation $\bar{P}P$.

Ce système de correspondance doit être conçu de façon à éviter le plus possible les faux vetos d'événements d'annihilation. On préfère en cas de doute conserver un mauvais événement plutôt que de risquer de supprimer une annihilation (il sera effectué hors ligne une deuxième sélection).
D'autre part, on doit limiter les possibilités d'ambiguïtés $(\pi^{\pm}, \bar{P})$ ou $(K^{\pm}, \bar{P})$.

La structure des hodoscopes doit être simple pour que la réalisation technique soit facile. La condition de veto doit être fournie par l'électronique du dispositif en 400 ns environ (voir chapitre 1). Le signal provenant de chaque photocathode est envoyé dans un discriminateur à seuil qui donne une réponse logique.

On utilise l'hodoscope FH (déjà utilisé en association avec le calorimètre FNC pour la détection en ligne des $\bar{n}$ et n) comme second hodoscope pour le Cerenkov.

L'étude est faite avec l'aide des programmes de simulation SIMEV, SIMOUT D et EXPLOR déjà présentés au chapitre 2 et au chapitre 3. Rappelons que les particules issues des 5 000 événements PP générés par SIMEV sont propagées dans le spectromètre par le programme SIMOUT D et que les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux définis au chapitre 2.

On utilise ici le programme EXPLOR pour obtenir des diagrammes à deux dimensions mettant en corrélation les coordonnées Y_{FCH} (resp Z_{FCH}) de l'impact des particules chargées dans le plan de l'hodoscope avec les coordonnées Y_M (resp Z_M) de l'impact des mêmes particules dans le plan des miroirs du Cerenkov. Des diagrammes similaires ont été obtenus entre les coordonnées Y_{FH} (resp Z_{FH}) et les coordonnées Y_M (resp Z_M) pour l'étude des correspondances entre le plan des miroirs et le plan de l'hodoscope FH.

On a vu dans la première partie de ce chapitre que le Cerenkov ne pourra pas détecter en ligne les π^- d'impulsion inférieure à 17 GeV/c. Le système de correspondance cellulaire doit les éviter. De plus, on doit avoir le souci de minimiser le nombre total de $\pi^\pm$ qui seront dans le système de correspondance parce qu'un pourcentage non négligeable de pions chargés risque de ne pas être détecté bien que leur impulsion soit supérieure ou égale à 17 GeV/c.

On a sélectionné trois sortes de particules :

- les $\bar{P}$
- les $\pi^\pm$
- uniquement les $\pi^\pm$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c.

Les diagrammes ainsi obtenus sont présentés sur les figures suivantes :

- impacts dans le plan hodoscopique FCH : figure 4-8
- impacts dans le plan hodoscopique FH : figure 4-9
- diagrammes de corrélation FCH-FC.

suivant la direction verticale ($Y_M - Y_{FCH}$)
- Figure 4-10 : $\bar{P}$
- Figure 4-11 : $\pi^{\pm}$
- Figure 4-12 : $\pi^{\pm}$ avec $P < 17$ GeV/c

suivant la direction horizontale ($Z_M - Z_{FCH}$) : figure 4-13 ($\bar{P}$)

- diagrammes de corrélation FH-FC

suivant la direction verticale ($Y_M - Y_{FH}$)
- Figure 4-16 : $\bar{P}$
- Figure 4-17 : $\pi^{\pm}$
- Figure 4-18 : $\pi^{\pm}$ avec $P < 17$ GeV/c

suivant la direction horizontale ($Z_M - Z_{FH}$) : figure 4-19 ($\bar{P}$)

L'analyse des diagrammes nous amène à formuler deux remarques:

- cette étude a été effectuée sans que l'on tienne compte de la plaque de blindage située devant l'aimant (chapitres 1 et 2). La dispersion des particules chargées au niveau du FCH est ainsi pour l'étude présentée ici d'environ 140 cm suivant la direction OY. On verra à la fin du chapitre les modifications que l'on pourrait apporter à la logique du fait de l'introduction de la plaque de blindage.

- On constate que la distribution des $\bar{P}$ est bien dissociée de la distribution des $\pi^{\pm}$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c sur les diagrammes de corrélation $Y_M - Y_{FCH}$ (figures 4-10 et 4-12).

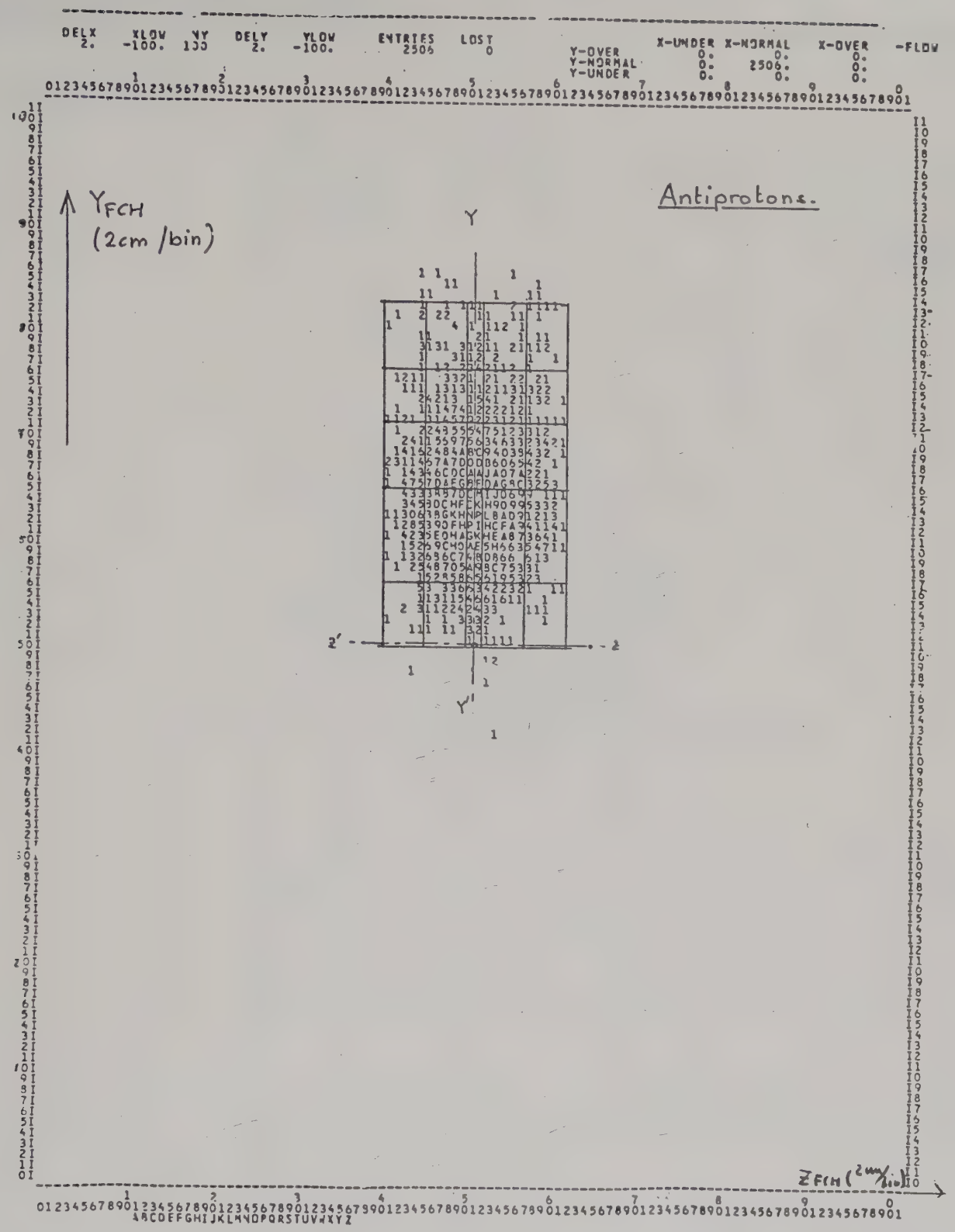


FIGURE 4-8 : Impacts de trajectoires d'antiprotons dans le plan hodoscopique FCH.

DELX 2. XLOW -100. NX 100 DELY 3. YLOW -150. ENTRIES 2507 LOST 0

	X-UNDER	X-NORMAL	X-OVER	-FLO
Y-OVER	0.	0.	0.	
Y-NORMAL	0.	2507.	0.	
Y-UNDER	0.	0.	0.	

Antiprotons

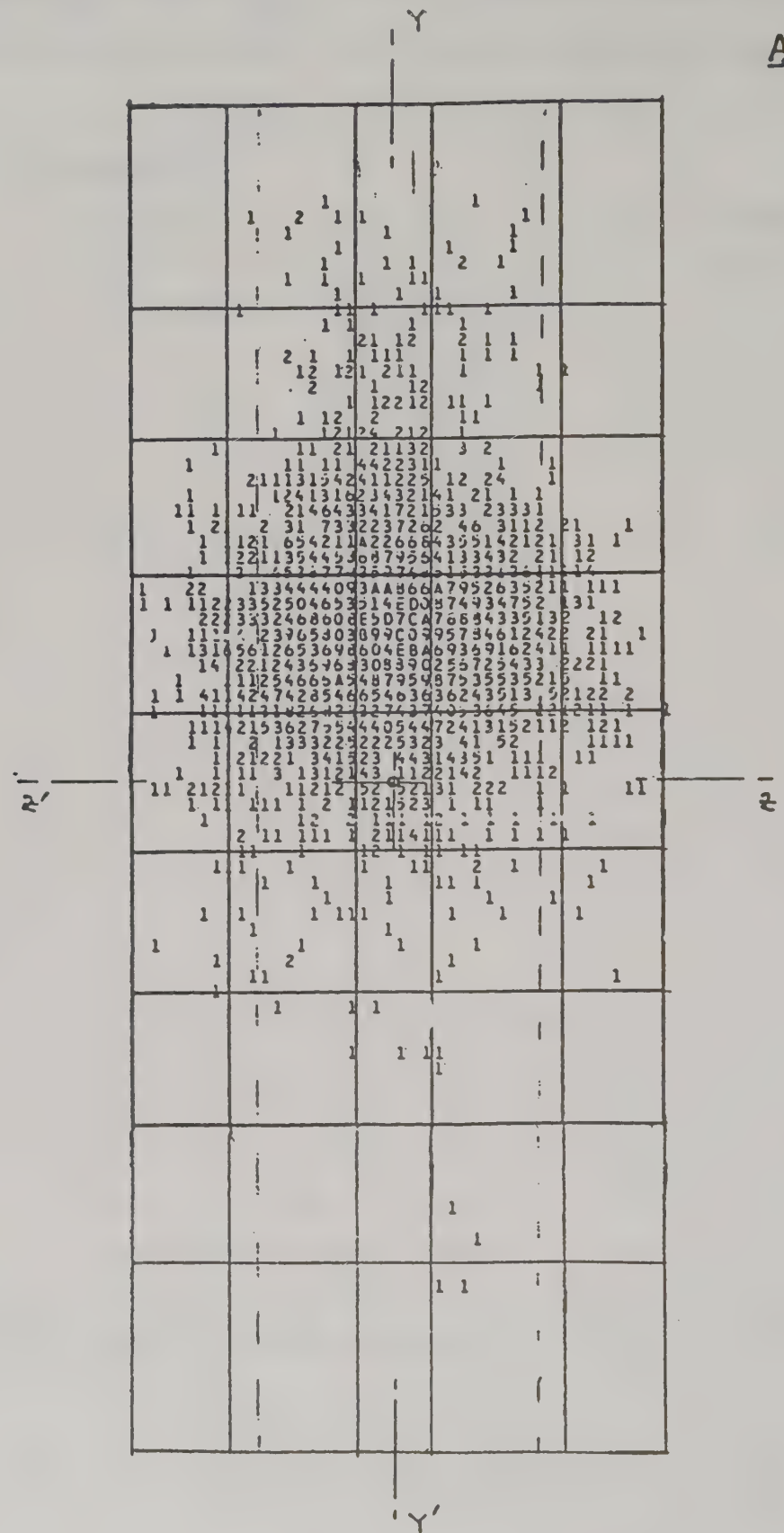


FIGURE 4-9 : Impacts de trajectoires d'antiprotons dans le plan hodoscopique FH.

Pour étudier la structure cellulaire de l'hodoscope FCH comme de l'hodoscope FH, la méthode consiste à utiliser comme base le découpage de l'axe OY_M en cellules correspondantes aux miroirs.
De cette façon, et parce que la structure des distributions de particules sur les diagrammes de corrélation le permet, on pourra établir (voir 4.2.3.) un système de correspondance cellulaire cohérent à partir de deux types de diagrammes uniquement (corrélations Y_M - Y_{FCH} et Y_M - Y_{FH} d'une part, corrélations Z_M - Z_{FCH} et Z_M - Z_{FH} d'autre part).

4.2.1. Structure cellulaire de l'hodoscope FCH.

4.2.1.1. Suivant la direction verticale OY_{FCH}.

Le découpage est reporté sur les figures 4-10, 4-11 et 4-12.
On établit une zone de veto (en traits pleins sur les figures) en encadrant au plus près la distribution des $\bar{P}$ (figure 4-10) et en laissant hors zone le maximum de $\pi^{\pm}$ (figure 4-11).
Avec ce découpage d'une part tous les π^+ sont hors de la zone, d'autre part on évite les π^- d'impulsion inférieure à 17 GeV/c.

A partir de cette zone, on est conduit à établir pour l'hodoscope FCH la structure simple en 5 cellules jointives qui est reportée sur la figure 4-10.
Les 4 cellules périphériques sont de même longueur (12,5 cm).
La cellule d'indice $J_{FCH} = 4$ est plus grande (18 cm de hauteur) de façon à contrôler totalement les $\bar{P}$ du faisceau qui n'ont pas interagi et est conçue dans le but de pouvoir éventuelle-

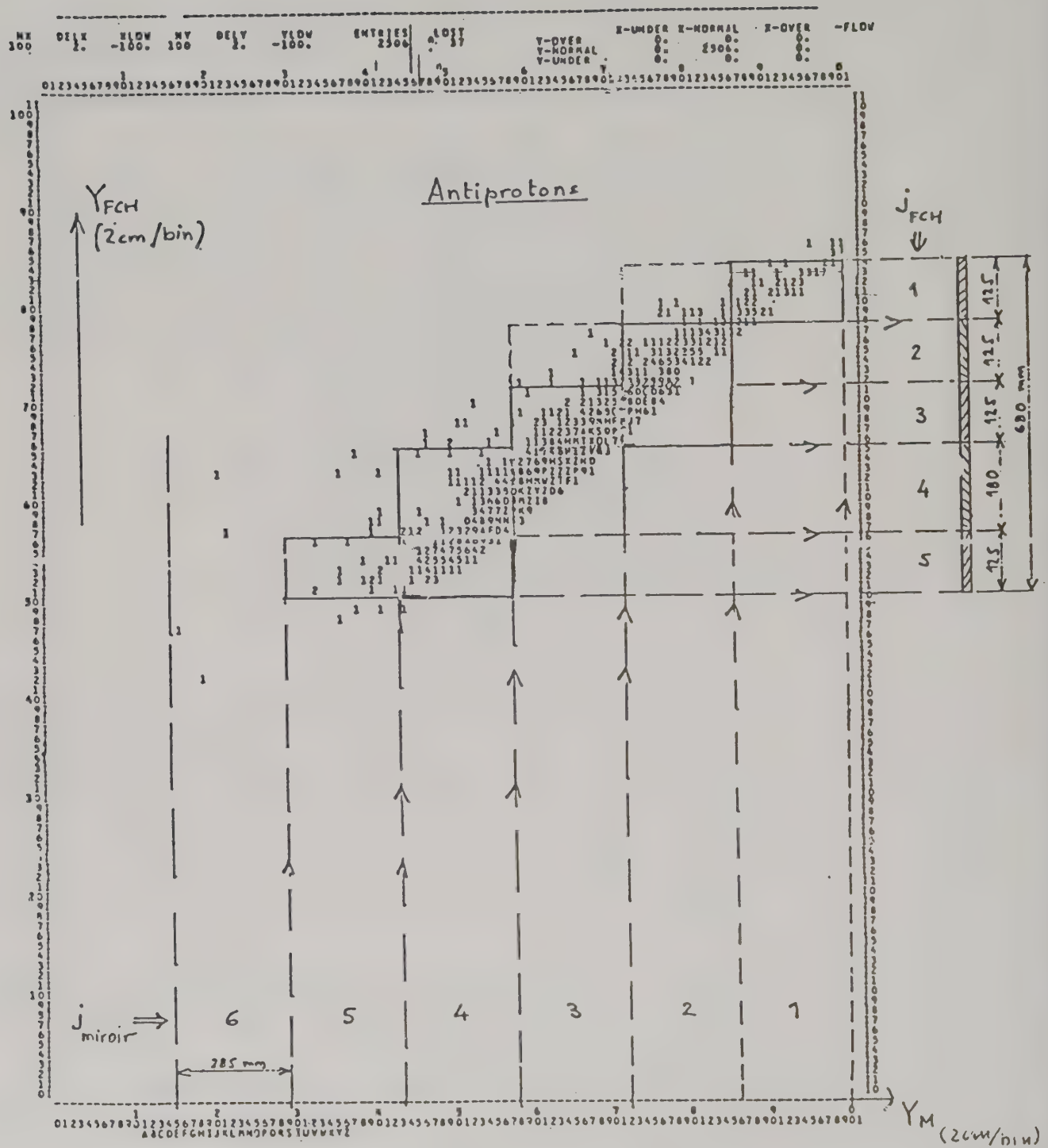


FIGURE 4-10 : Diagramme de corrélation entre les coordonnées Y_M et Y_{FCH} des impacts de trajectoires d'antiprotons sur le plan hodoscopique FCH et le plan des miroirs du FC.

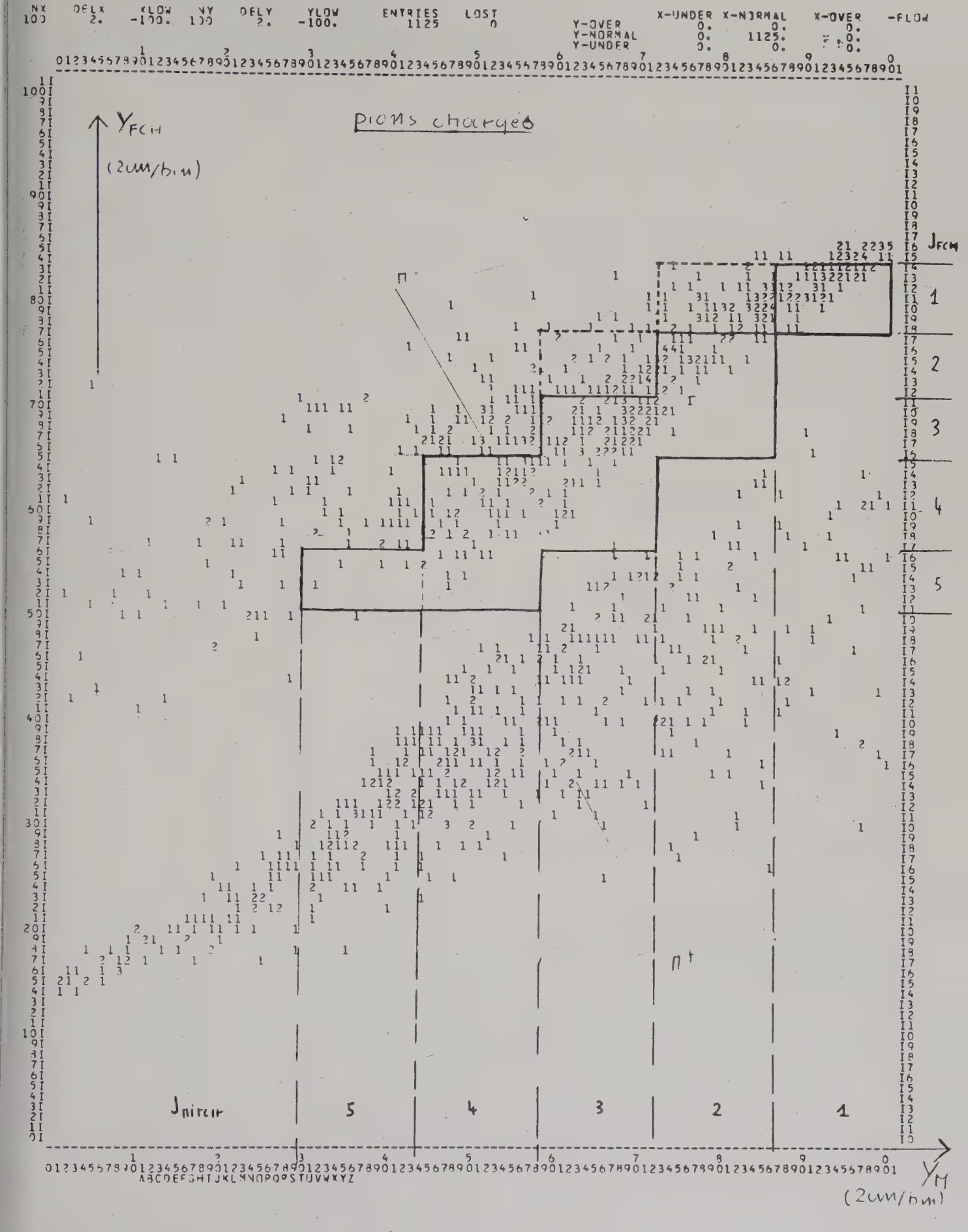


FIGURE 4-11 : Diagramme de corrélation : Y_M - Y_{FCH} pour les π^+ .

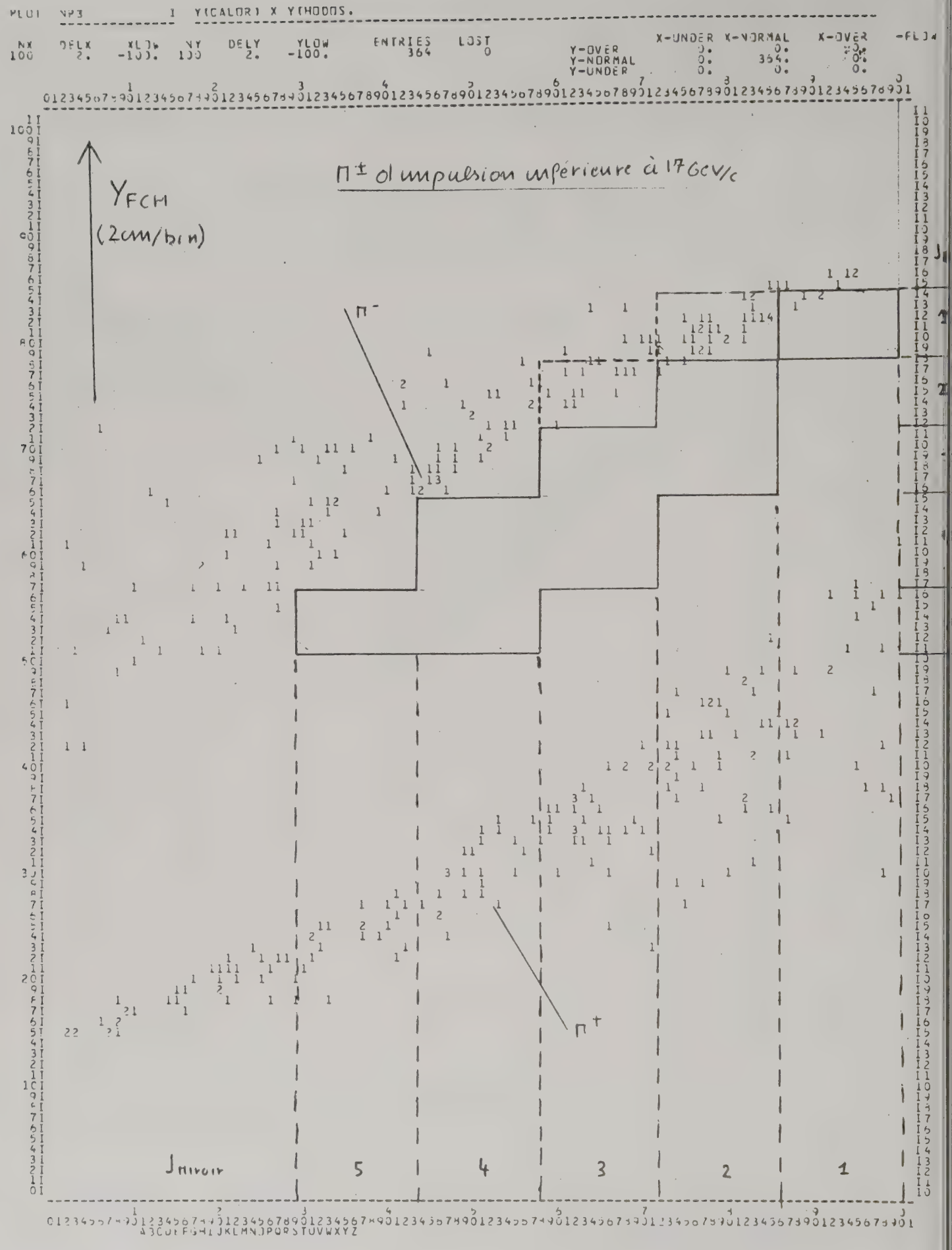


FIGURE 4-12 : Diagramme de corrélation Y_M - Y_{FCH} pour les $\pi^{\pm}$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c.

ment utiliser le système FC - FH - FCH dans un dispositif rapide de sélection.

Nous verrons (en 4.2.3.) que l'on peut étendre la zone de veto aux cellules $J_{FCH} = 1$ et $J_M = 2$ ainsi que $J_{FCH} = 2$ et $J_M = 3$. L'extension est faite avec le but d'augmenter dans cette région le nombre d'antiprotons en correspondance (la zone de veto sur les diagrammes est alors étendue aux pointillés).

4.2.1.2. Suivant la direction horizontale OZ_{FCH}.

On a défini la structure de l'hodoscope suivant cette direction en fonction des critères suivants :

- la tranche centrale de la zone de veto que l'on a reportée sur la figure 4-13 doit prendre en compte le rayon maximum des spots de lumière Cerenkov ρ_{mono}^{miroir} (les photons se distribuent dans chaque miroir). Par ailleurs, en utilisant un diagramme analogue que l'on ne présente pas ici, et qui est effectué avec les $\bar{P}$ du faisceau n'ayant pas interagi, on a délimité cette zone de façon à encadrer la distribution de ces particules (voir 4.2.3.).

- L'hodoscope FCH étant situé dans une zone particulièrement soumise aux parasites provenant des interactions secondaires dans les lèvres de M2, un découpage basé directement sur la zone de veto déduite de la structure en miroirs de l'axe OZ_M conduirait à une correspondance cellulaire qui serait trop lâche vis-à-vis de ces particules. Par ailleurs, l'hodoscope FH est déjà structuré suivant cette direction en 5 cellules (voir 4.2.2.). On se propose de définir aussi 5 cellules pour l'hodoscope FCH, au lieu du découpage brut en miroirs, on a utilisé un sous-découpage en 5 tranches de l'axe OZ_M qui est

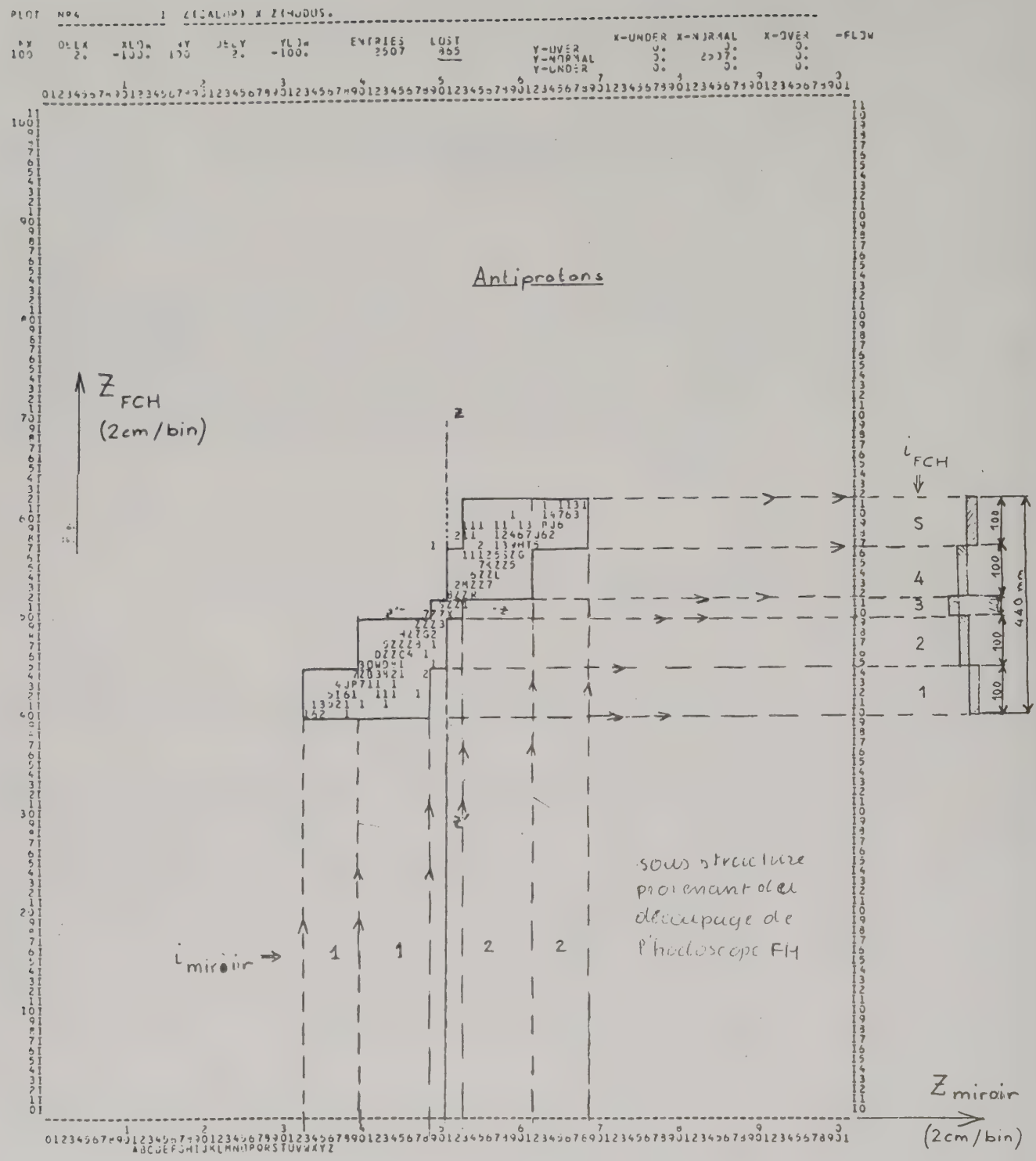


FIGURE 4-13 : Diagramme de corrélation entre les coordonnées Z_M et Z_{FCH} des impacts de trajectoires de $\bar{P}$ sur le plan hodoscopique FCH et sur le plan des miroirs du Cerenkov FC.

déduit de l'étude de l'hodoscope FH (voir 4.2.2.).

De cette manière, on a délimité la zone de veto en 5 secteurs proposés ici, ce qui conduit à construire la structure cellulaire de l'hodoscope FCH reportée sur la figure 4-13.
Ainsi, on peut élaborer un système de correspondance cellulaire FCH - FH plus sélectif vis-à-vis des parasites (voir 4.2.3.). On réduit alors aussi les possibilités d'ambiguïtés dues aux impacts multiples dans une même correspondance cellulaire.

4.2.1.3. Structure complète de l'hodoscope.

L'hodoscope FCH tel que nous le proposons se compose de 25 cellules et couvre une section droite transverse de $(44 \times 68)\ cm^2$. Il est présenté sur les figures 4-14 et 4-15.

4.2.2. Structure cellulaire de l'hodoscope FH.

Le chapitre 3 a permis de définir les caractéristiques essentielles de la structure cellulaire de l'hodoscope FH. Il nous faut étudier si elles sont compatibles avec l'utilisation de cet appareil comme second hodoscope pour le Cerenkov FC.

4.2.2.1. Structure suivant la direction verticale OY_{FH}.

On utilise une technique similaire à celle utilisée pour l'hodoscope FCH (paragraphe 4.2.1.). Pour cela, on reporte le dé-

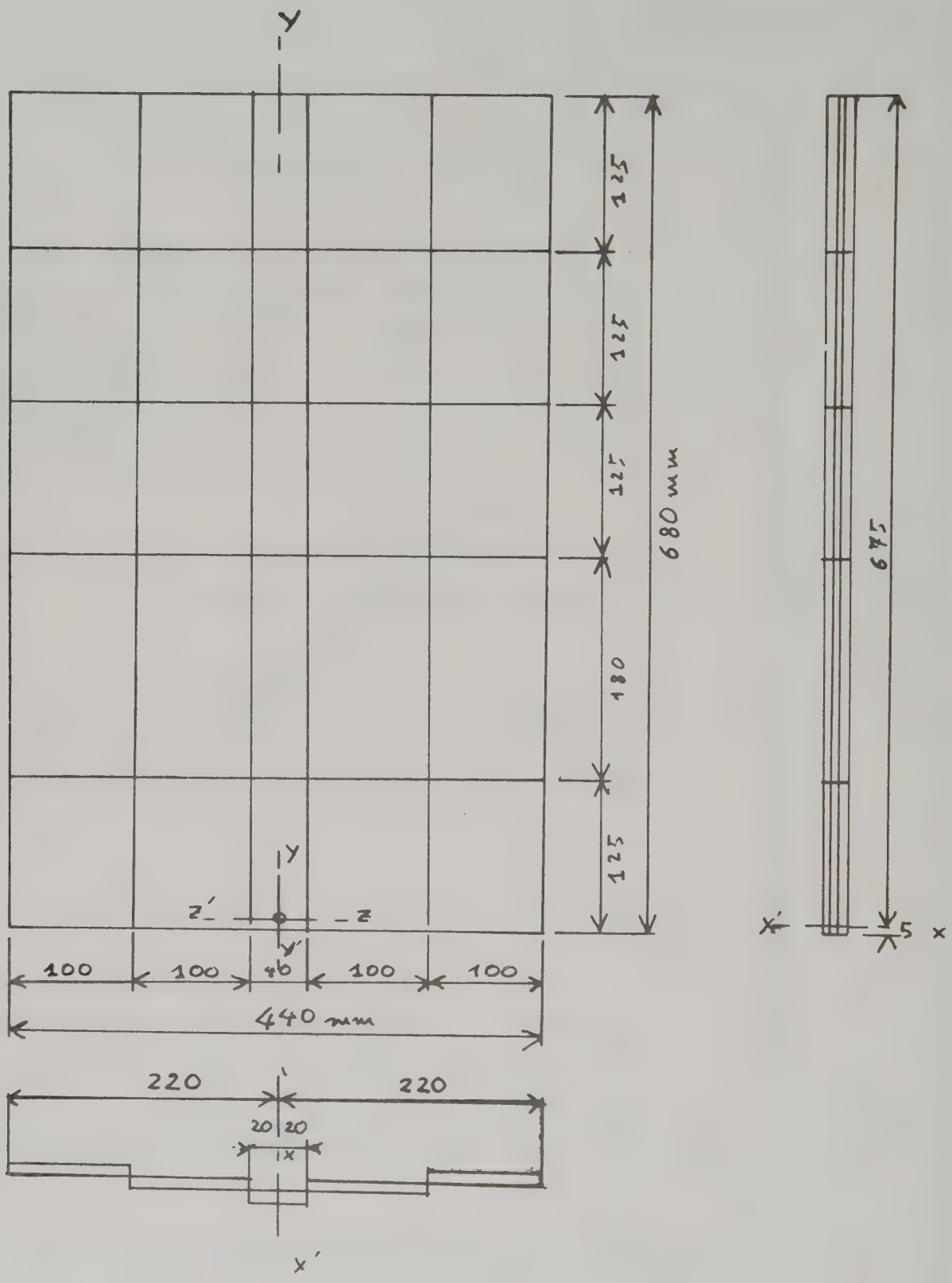


FIGURE 4-14 : Hodoscope FCH.

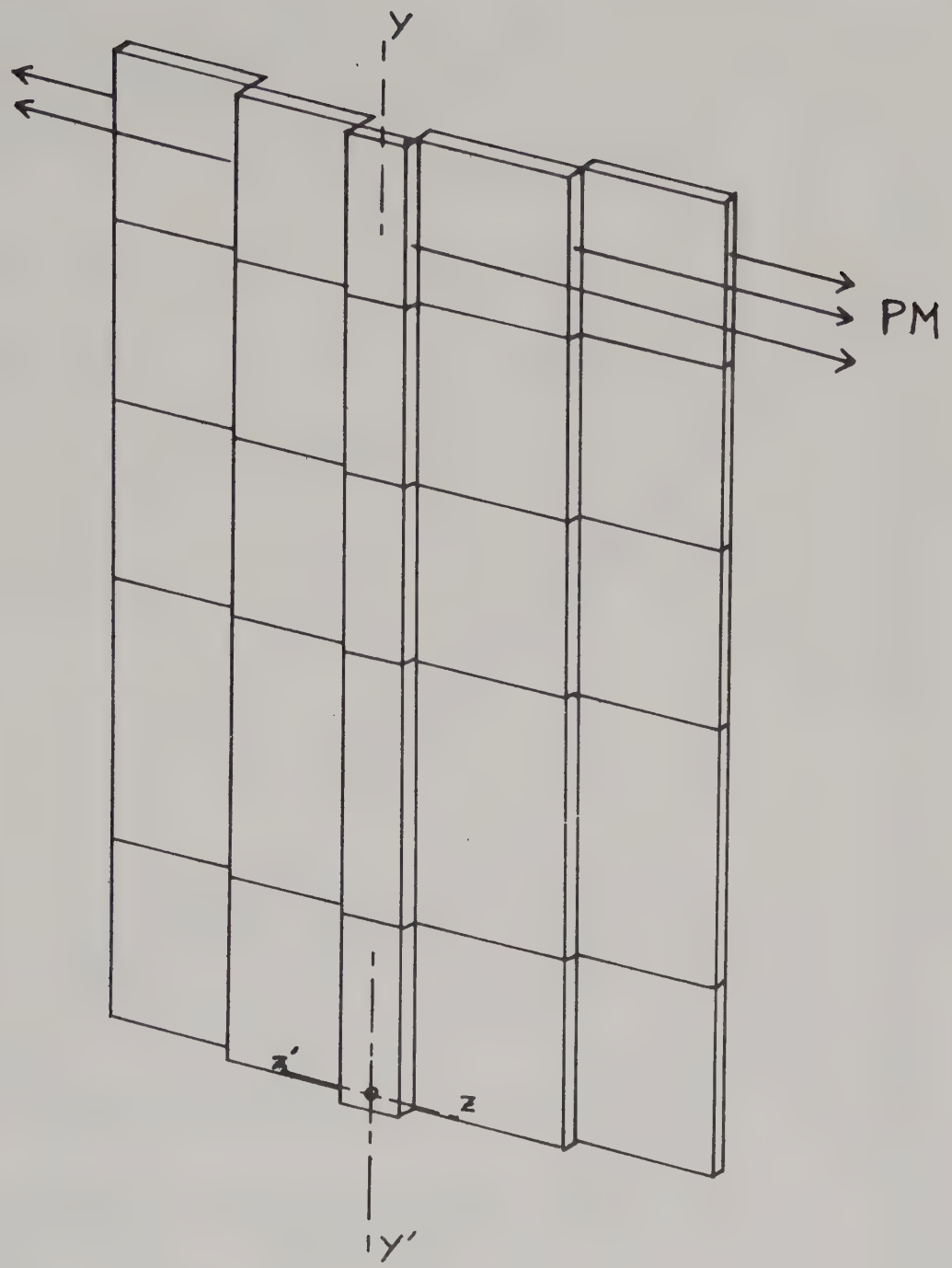


FIGURE 4-15 : Hodoscope FCH.

coupage de l'axe OY_M en cellules de 28,5 cm de hauteur sur les diagrammes de corrélation $Y_M - Y_{FH}$. On reporte* de même le découpage de l'hodoscope FH suivant la direction OY_{FH} tel qu'il est établi au chapitre 3.

Du découpage en miroir de l'axe OY_M, on déduit (pointillés) une zone qui encadre la distribution des $\bar{P}$ sur la figure 4-16. Cependant, nous verrons dans le prochain paragraphe que l'on n'utilisera pas directement cette zone pour définir le système de correspondance cellulaire entre les hodoscopes FCH et FH d'une part, les miroirs d'autre part.
La structure que l'on a choisie conduit à utiliser 6 cellules (J_{FH} = 1 à 6) pour le système de correspondance. On perd alors un très faible pourcentage de $\bar{P}$ (1,1 %).

4.2.2.2. Suivant la direction horizontale OZ_{FH}.

La structure en 5 cellules de cet hodoscope est essentiellement liée à son utilisation avec le calorimètre FNC (voir chapitre 3). Elle a cependant été aménagée pour répondre aux critères que l'on a déjà définis au paragraphe 4.2.1.
En particulier, la cellule centrale (i = 3) prend en compte le rayon ρ_{max}^{miroir} à l'intersection des miroirs d'indices i = 1 et i = 2.
Elle permet d'autre part d'encadrer les trajectoires des $\bar{P}$ du faisceau n'ayant pas interagi.

En outre, elle a été étudiée de façon à construire sur le diagramme de corrélation $Z_{FH} - Z_M$ pour les $\bar{P}$ (figure 4-19) une

* En fait, les études présentées ici et au chapitre 3 ont été réalisées dans le même temps et nous avons choisi la structure d'ensemble la plus cohérente.

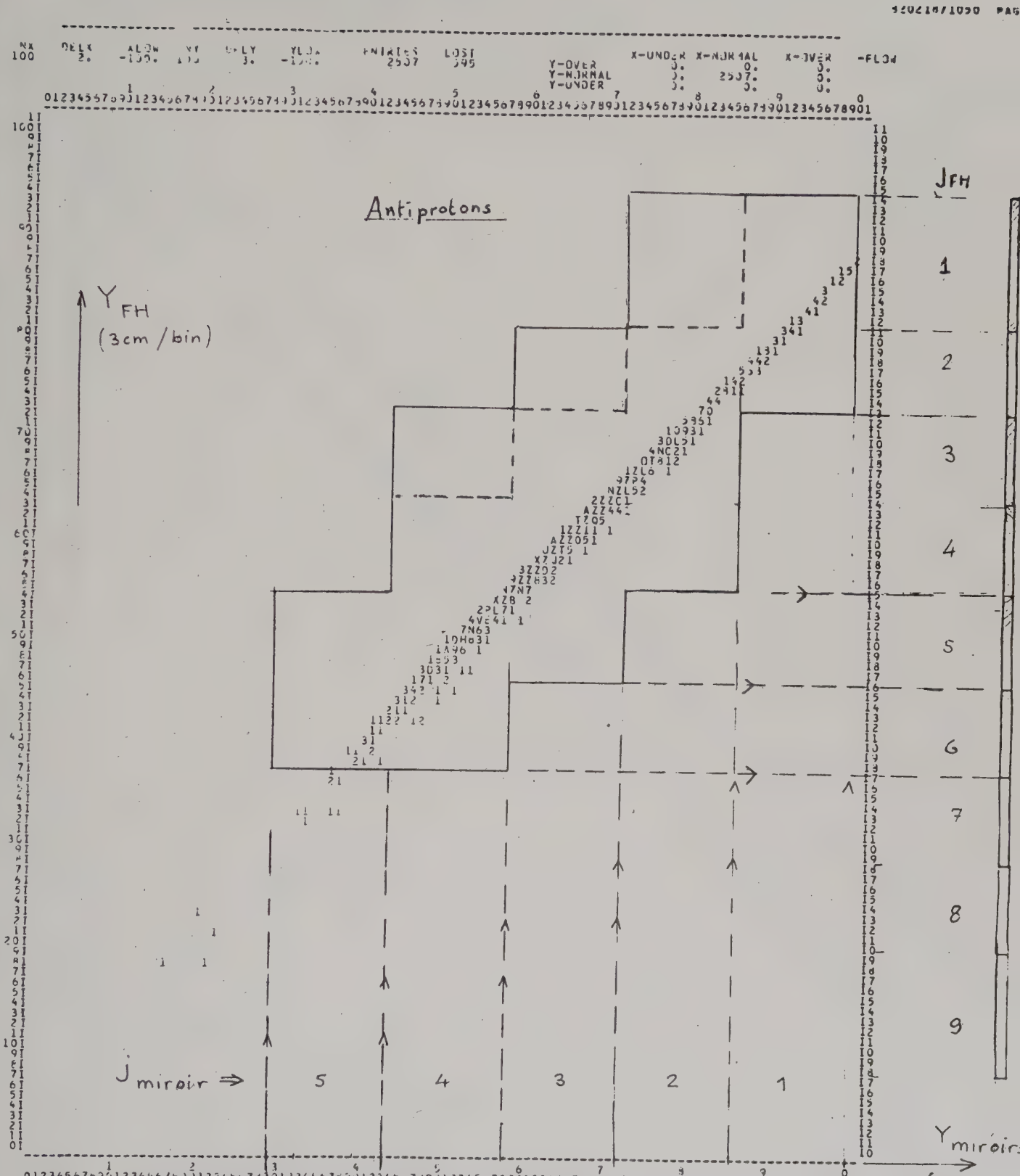


FIGURE 4-16 : Diagramme de corrélation entre les coordonnées Y_M et Y_{FH} des impacts de trajectoires de $\bar{P}$ sur le plan des miroirs du Cerenkov FC et sur le plan hodoscopique FH.

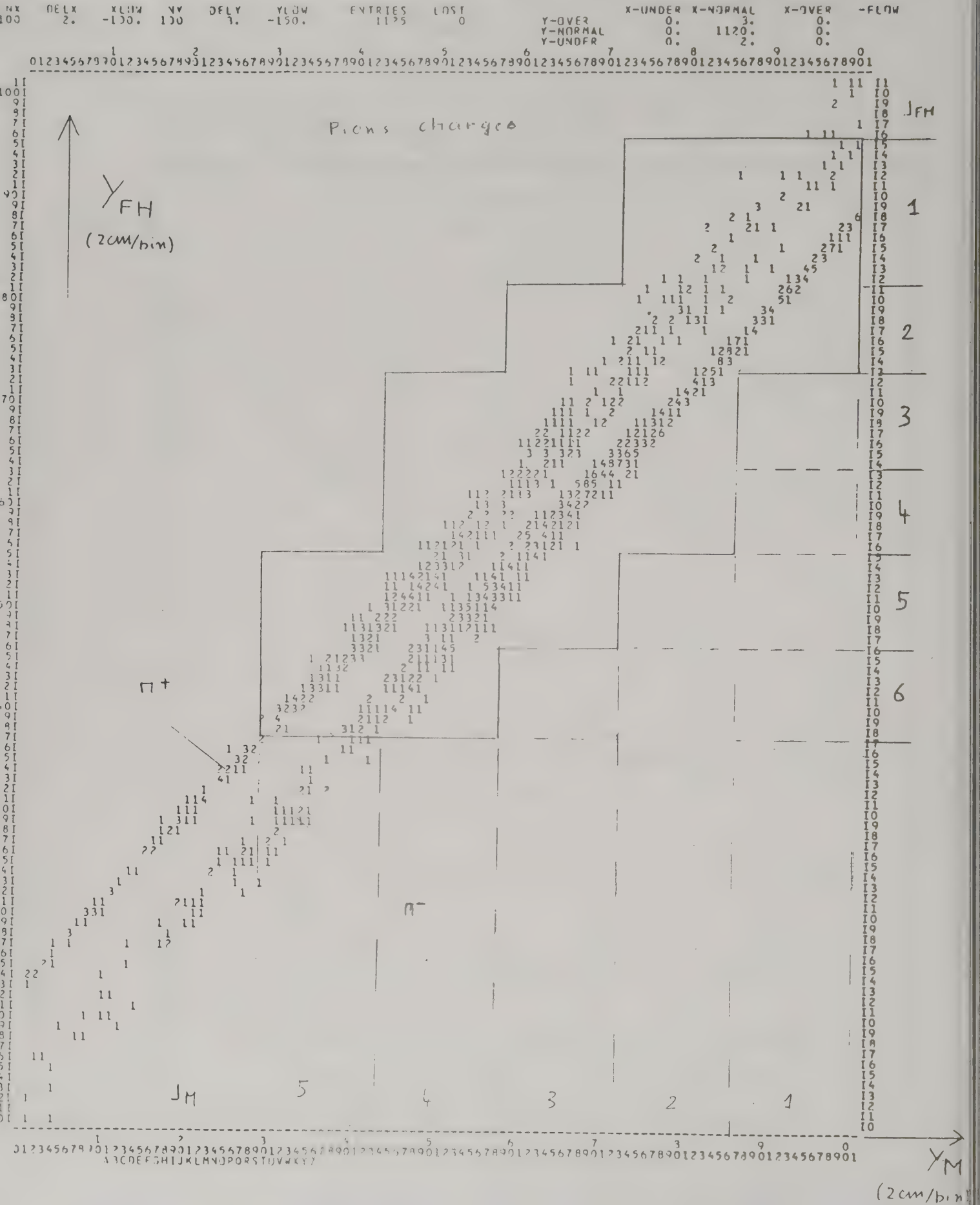


FIGURE 4-17 : Diagramme de corrélation Y_M - Y_{FH} pour les $\pi^{\pm}$.

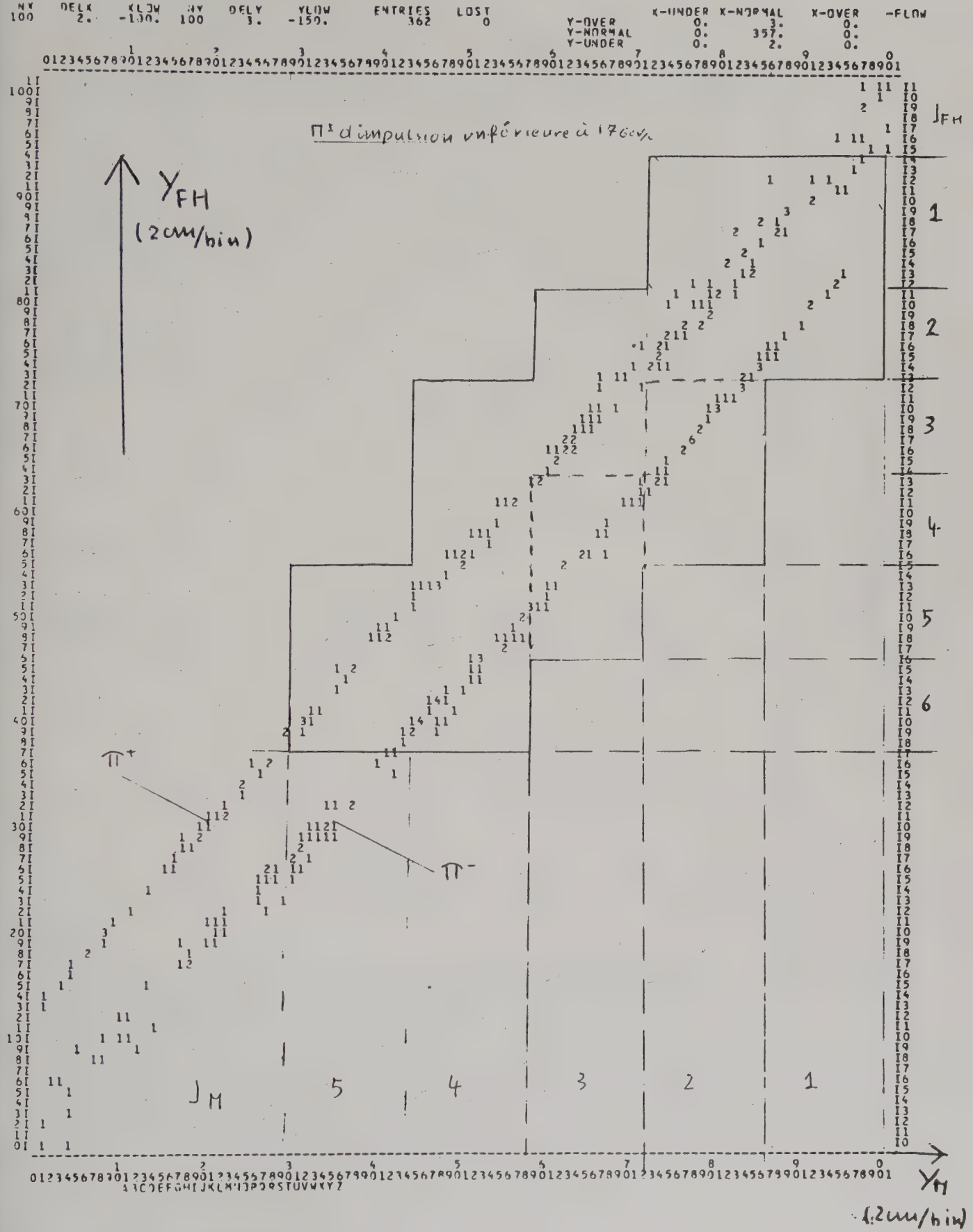


FIGURE 4-18 : Diagramme de corrélation Y_M - Y_{FH} pour les $\pi^{\pm}$ d'impulsion inférieure à 17 GeV/c.

zone de veto (en traits pleins sur la figure) qui encadre au plus près la distribution de ces particules. Ainsi on est conduit à définir le sous-découpage en 5 tranches de l'axe OZ_M dont on s'est servi en 4.2.1. pour l'étude de la structure cellulaire de l'hodoscope FCH. Rappelons que le but de cette démarche est d'obtenir un système de correspondance entre les hodoscopes, plus sélectif vis-à-vis des parasites éventuels provenant des lèvres de M2 (et vis-à-vis des ambiguïtés dues aux impacts multiples) que ne le serait un système directement basé sur le découpage en miroirs de l'axe OZ_M.

4.2.2.3. Structure complète de l'hodoscope FH.

La structure cellulaire complète de l'hodoscope FH est celle que nous présentons à la fin du chapitre 3 (figures 3-22 et 3-23).

4.2.3. La correspondance cellulaire - condition de veto.

4.2.3.1. Le système de correspondance.

Pour définir cette correspondance, on peut à priori utiliser comme base le plan cellulaire de l'un des trois détecteurs. Rappelons d'ailleurs que la structure cellulaire de l'hodoscope FCH a été étudiée en utilisant soit le découpage du plan des miroirs du Cerenkov (suivant YY'), soit le découpage de l'hodoscope FH (suivant ZZ').

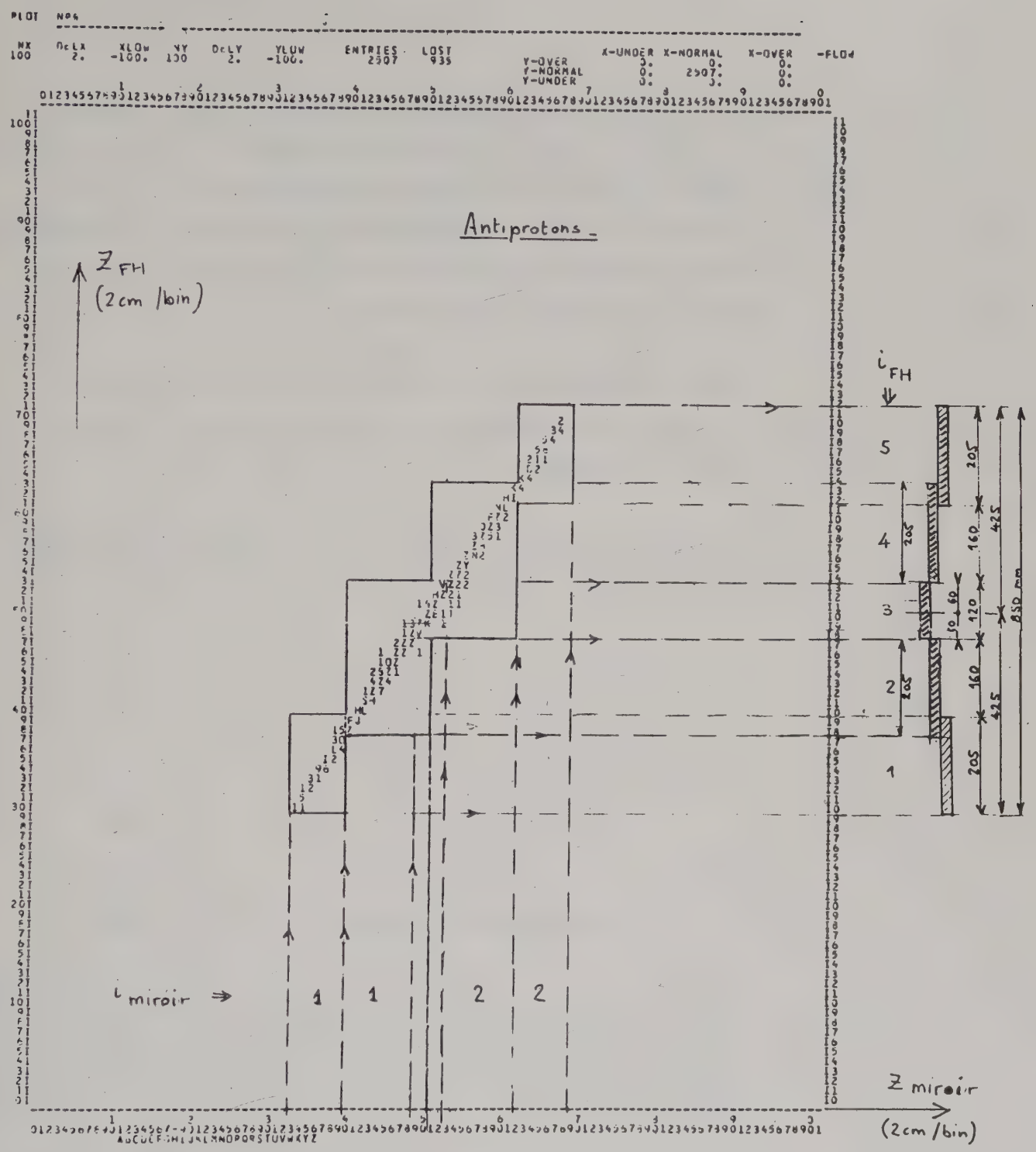


FIGURE 4-19 : Diagramme de corrélation entre les coordonnées Z_M et Z_{FH} des impacts de trajectoires de $\bar{P}$ sur le plan hodoscopique FH et sur le plan des miroirs du FC.

Après étude des trois solutions, la réalisation technique de cette partie du dispositif s'est avérée plus simple et moins coûteuse (limitation du nombre de modules électroniques utilisés) lorsqu'on utilise un système de correspondance cellulaire établi en prenant pour base le découpage du plan cellulaire de l'hodoscope FCH.

Nous présentons donc ici ce système de correspondance :

- suivant la direction verticale, le tableau ci-dessous définit ce dernier :

Indices des cellules de l'hodoscope FCH	indices des miroirs		indices des cellules de l'hodoscope FH
j_{FCH}	J_M	et	j_{FH}
1 ⟼	{1,2}		{1,2}
2 ⟼	{2,3}		{2,3}
3 ⟼	{2,3}		{3,4}
4 ⟼	{3,4}		{3,4,5}
5 ⟼	{4,5}		{5,6}

On notera que les traits pleins sur les diagrammes de corrélation FH - M ne délimitent que le contour de la zone de correspondance (pour un indice J_M donné, l'indice j_{FH} correspondant dépend de j_{FCH}).

Nous avons ajouté dans ce tableau le système de correspondance ($j_{FCH} = 1$, $J_M = 2$) respectivement ($j_{FCH} = 2$, $J_M = 3$), bien que

cette zone présente une densité importante de π^- d'impulsion inférieure à 17 GeV/c, de façon à élargir la zone de veto des $\bar{P}$ dans cette région du diagramme (figures 4-10 et 4-12). On constate en effet (figure 4-18) que les π^- d'impulsion inférieure à 17 GeV/c ici considérés sont dans le système de correspondance ($J_M = 2$, $j_{FH} = 3$) (respectivement $J_M = 4$, $j_{FH} = 5$) et n'appartiennent donc pas au système de correspondance ci-dessus défini.

- Suivant la direction horizontale, le système de correspondance cellulaire proposé est défini par la sélection entre les indices

i_{FCH}		I_M	i_{FH}
1	⟼	1	{1,2}
2	⟼	1	{2,3}
3	⟼	{1,2}	3
4	⟼	2	{3,4}
5	⟼	2	{4,5}

Le système de correspondance :

$$\left.\begin{matrix} j_{FCH} = 3 \\ i_{FCH} = 3 \end{matrix}\right\} \longmapsto \begin{matrix} J_H = \{2,3\} \\ I_H = \{1,2\} \end{matrix} \quad \text{et} \quad \begin{matrix} j_{FH} = \{3,4\} \\ i_{FH} = 3 \end{matrix}$$

contrôle les antiprotons du faisceau suivant la direction OZ et peut être éventuellement utilisé dans un dispositif rapide de sélection des interactions.

4.2.3.2. Condition de veto.

La condition de veto d'un événement de non-annihilation par cette partie du dispositif prend la forme logique suivante :

$$\sum_{i_{FCH},j_{FCH}} \left(FCH_{i_{FCH},j_{FCH}} \cdot \left(\sum_{\substack{I_H,J_H \\ (i_{FCH},j_{FCH})}} \overline{M}_{I_H,J_H} \cdot \sum_{\substack{i_{FH},j_{FH} \\ (i_{FCH},j_{FCH})}} FH_{i_{FH},j_{FH}} \right) \right)$$

On a supprimé du système de correspondance les relations avec les cellules FCH_{11} et FCH_{51} parce qu'il n'y a pas d'impacts dans ces cellules (voir figure 4-8). On a pour la même raison supprimé du système les cellules FH_{12} et FH_{52}.

4.2.4. Ambiguïtés dues aux impacts multiples.

Nous avons vu qu'il y a ambiguïté ($\pi^{\pm}$, $\bar{P}$) resp ($K^{\pm}$, $\bar{P}$). lorsque de la lumière Cerenkov (> 2 photons) est détectée par les photocathodes des miroirs appartenant au système de correspondance cellulaire de l'antiproton.
Etant donné la large taille des spots de lumière Cerenkov (jusqu'à 12 cm de rayon : figure 4-2) et les grandes dimensions des miroirs, le nombre d'ambiguïtés peut être important et en conséquence peut diminuer l'efficacité de détection des $\bar{P}$ par le dispositif logique.
Nous avons cherché à calculer le nombre d'ambiguïtés ($\pi^{\pm}$, $\bar{P}$).
Nous avons pour cela simulé par programme la logique du dispositif et pour le lot de 5 000 événements générés par SIMEV. Les pourcentages par miroir d'antiprotons non détectés, parce qu'ambigüs avec un pion chargé, sont présentés sur la figure 4-20.

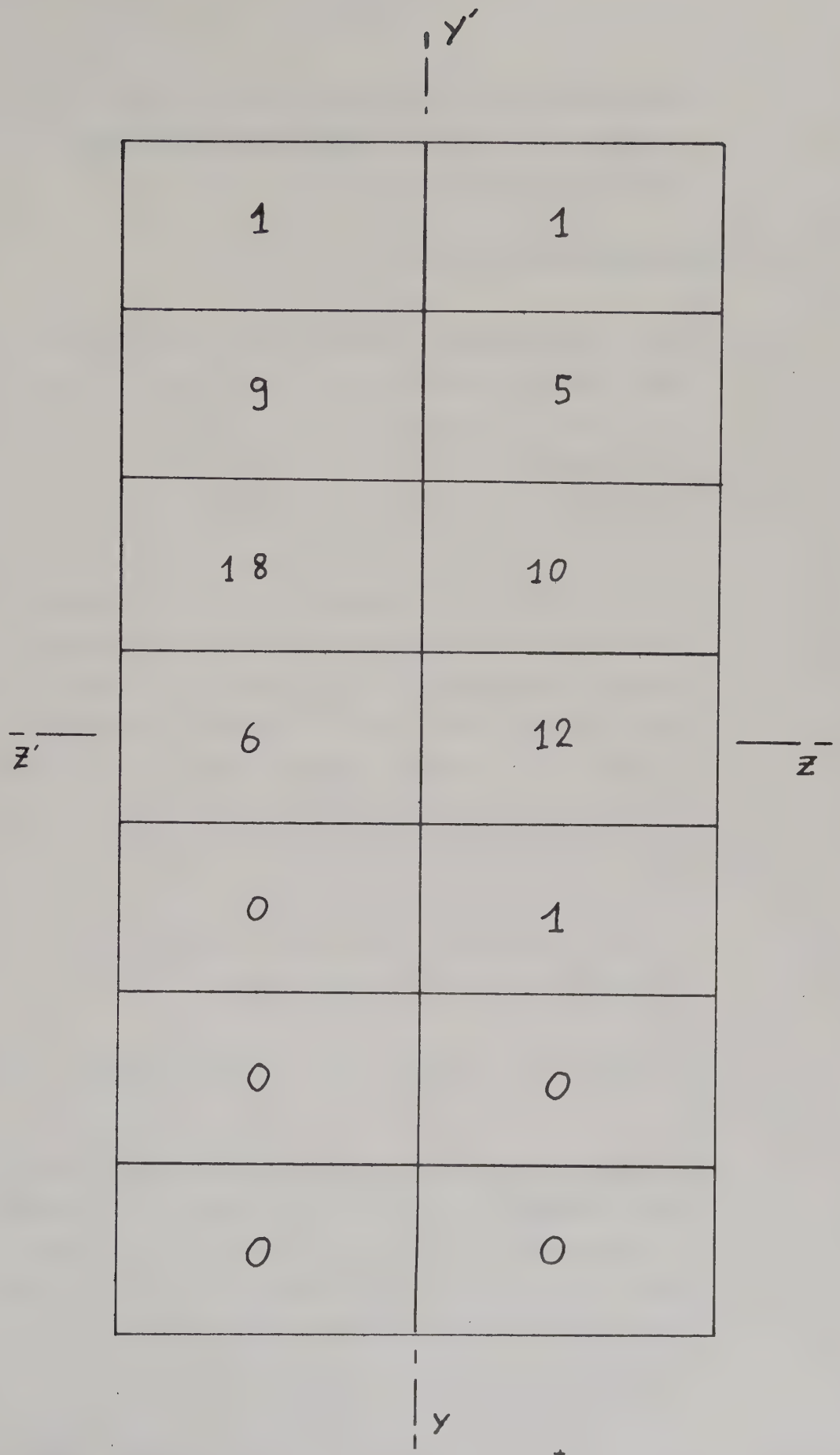


FIGURE 4-20 : Nombre d'ambiguïtés par miroir entre les π^+ et les $\bar{P}$ au niveau des photocathodes pour 2 500 $\bar{P}$ traversant le plan des miroirs du FC. Le pourcentage total attendu ne doit pas excéder 25 %.

On estime que le pourcentage total d'ambiguïtés ($\pi^+, \bar{P}$) ne dépasse pas 2,5 % des antiprotons qui traversent les miroirs du Cerenkov.

4.2.5. Souplesse d'utilisation.

Dans l'hypothèse où l'on serait obligé de fonctionner avec des conditions expérimentales différentes de celles choisies au chapitre 2 (en cas de rupture d'une bobine de l'aimant M2 par exemple), on a testé si il est possible d'utiliser les hodoscopes avec la structure présentée précédemment dans le cas où le pouvoir de courbure de M2 est divisé par deux : $\int_{M_2} B\,dl = 1,75$ Tesla-mètres, le pouvoir de courbure de M1 restant le même. L'étude effectuée par simulation montre qu'il est possible de concevoir un nouveau système de correspondance cellulaire pour notre dispositif, avec les hodoscopes existants pourvu que l'on conserve la condition : $\vec{B}_{M_1} \cdot \vec{B}_{M_2} < 0$ Toutefois, l'étude montre que la séparation en charge des particules sur les diagrammes de corrélation $Y_M - Y_{FCH}$ est alors moins marquée (dispersion moins forte des chargés pour M1). Le système de correspondance que l'on établit dans ces conditions est donc moins sélectif vis-à-vis des π^- d'impulsion inférieure à 17 GeV/c et le nombre de vetos indus d'annihilations accru en conséquence.

4.2.6. Effets de l'adjonction de la plaque de blindage devant M2.

L'étude qui est présentée dans le paragraphe a été faite sans considérer la plaque de blindage qui est disposée devant l'aimant et qui délimite un trou de 100 cm de hauteur au lieu des 140 cm constitués par l'entrefer de M2. Il est donc possible que la densité d'impacts soit faible dans les cellules d'indice $j_{FCH} = 1$ et que l'on soit amené à modifier les fonctions logiques en conséquence avant ou au cours de la prise de données (suite aux résultats des tests en ligne).

CHAPITRE 4 : REFERENCE.

1 - D. EVERETT et al. High transverse momenta and $\bar{P}$ annihilations.
N.P. B 73 (1974) 440.

CHAPITRE 5 : EFFICACITE ATTENDUE POUR LE DISPOSITIF.

Introduction.

L'étude que nous avons effectuée nous a conduit à exprimer la condition du veto d'un événement de non-annihilation sous la forme de deux expressions logiques complémentaires (chapitres 3 et 4).

L'électronique nécessaire au traitement des 111 réponses issues des détecteurs a été définie en fonction des critères suivants :

- En premier lieu, celle-ci doit être insérée dans le second niveau du dispositif de déclenchement de l'expérience, ceci pour éviter de perdre, en cas de rejet, une expansion du piston de la chambre à bulles (chapitre 1). Ainsi, les signaux analogiques provenant des photomultiplicateurs sont mis sous forme digitale par les discriminateurs à seuil réglable (temps de réponse 20 ns) puis synchronisés avec l'arrivée du signal de déclenchement de l'électronique suite à la validation du premier niveau avant d'être envoyés dans les modules de traitement logique. Ceux-ci doivent alors prendre la décision logique, quant à la validité de l'événement, en 400 nano-secondes (temps de traitement du second niveau).

- La seconde exigence est que l'expression logique du veto puisse être aisément modifiable (par programme sans avoir à changer le câblage) et que l'électronique occupe une place réduite dans la salle de contrôle de l'EHS.

Pour répondre à ces contraintes, on a choisi de réaliser le dispositif avec un ensemble de modules logiques, diffusés sous la marque MBNIM. C'est une électronique à base de circuits TTL mise au point par le CERN, et programmable via le système standardisé CAMAC qui est utilisé à l'EHS.

On a alors été amené à élaborer, sur l'ordinateur NORSK 100 qui gère l'acquisition des données issues des détecteurs formant le spectromètre, le logiciel associé à notre dispositif. Celui-ci a pour fonction, d'une part la programmation des modules (usage hors ligne), d'autre part le contrôle en ligne du bon fonctionnement du dispositif (tests statistiques sur un échantillon de données acquises et traitées). En particulier, on a conçu une procédure permettant de vérifier que le seuil appliqué aux signaux issus du calorimètre FNC, reste dans une zone de valeurs compatibles avec une bonne efficacité du système de sélection.

Nous allons maintenant évaluer, dans la première partie de ce chapitre, l'efficacité attendue pour le rejet en ligne des non-annihilations, puis l'on va recenser toutes les possibilités de non-sélection d'une annihilation. Dans une seconde partie, on présente les résultats d'un premier test de notre dispositif qui a pour but la détermination expérimentale du seuil à appliquer aux signaux issus du calorimètre.

5.1. Taux de sélection en ligne attendus pour l'expérience $\bar{P}P$.

5.1.1. Efficacité de rejet en ligne des non-annihilations.

La première condition à réaliser pour qu'il soit possible d'éliminer en ligne un événement de non-annihilation est qu'un antiproton issu de l'interaction traverse l'ensemble constitué par le Cerenkov FC et ses hodoscopes (FCH et FH) ou qu'un antineutron produit atteigne le calorimètre FNC. Nous avons calculé (chapitre 2) que l'acceptance géométrique optimisée atteint 0,75 pour les antineutrons parvenant dans le calorimètre FNC. Celle du Cerenkov Avant est estimée voisine de 0,94 (ND5/ND3) pour les antiprotons. On appellera respectivement $A_{\bar{n}}$ et $A_{\bar{p}}$ ces acceptances.

Le second terme qui entre en compte dans notre calcul est la probabilité pour que l'antiproton ou l'antineutron qui traverse le détecteur concerné soit détecté par le dispositif.

Pour la partie FNC-FH, nous avons montré (chapitre 3) que les structures cellulaires de ce détecteur et de son hodoscope associé FH, ainsi que le choix du seuil entrainent trois causes d'incapacité de détection en ligne des antineutrons.

- 10 % des antineutrons déposent une énergie inférieure au seuil le plus probable (200 nep, voir 5.2) et ne peuvent être détectés qu'hors ligne.

- 3 % coïncident avec un méson chargé, dans une même correspondance cellulaire.

- 0,4 % traversent le calorimètre sans initialiser de gerbes.

Ainsi la probabilité $(P_{\alpha l})_{\bar{n}}$ pour qu'un $\bar{n}$ incident dans le calorimètre soit détecté par le dispositif est voisine de 0,86.

En ce qui concerne l'ensemble composé par le Cerenkov FC et par ses hodoscopes associés FCH et FH, l'étude du système de correspondance cellulaire (chapitre 4) nous a conduit à évaluer qu'environ 1,1 % des $\bar{P}$ qui traversent cet ensemble sont hors correspondance et que 2,5 % de ceux-ci sont ambigüs avec un pion chargé. Ces particules ne peuvent donc être détectées en ligne et ainsi la probabilité $(P_{\alpha})_{\bar{p}}$ pour qu'un $\bar{P}$ incident dans ce dispositif soit détecté est d'environ 0,96.

Par ailleurs, l'expérience acquise dans l'usage de ces types de détecteurs montre qu'il faut s'attendre à une efficacité du matériel E_m (incluant les probabilités de pannes partielles ou de mauvais fonctionnement des appareils les constituant) de l'ordre de 0,95.

Pour calculer l'efficacité de rejet en ligne d'un événement de non- annihilation donnant lieu à émission d'un $\bar{P}$ ou d'un $\bar{n}$, il y a donc trois termes à factoriser :

- pour la détection d'un $\bar{P}$: $\varepsilon_{\bar{p}} = A_{\bar{p}} \times (P_{\alpha})_{\bar{p}} \times E_m = 0,86$
- pour la détection d'un $\bar{n}$: $\varepsilon_{\bar{n}} = A_{\bar{n}} \times (P_{\alpha})_{\bar{n}} \times E_m = 0,61$

En utilisant le taux de production attendu (réf. 1-7) pour chaque état final possible d'une interaction $\bar{P}P$ de non-annihilation (inélastique), on a évalué les taux de rejet

partiels attendus pour notre dispositif.

Le tableau ci-dessous synthétise ce calcul :

Etat final	taux de production		efficacité de rejet		taux de rejet partiel
$\bar{P}PX$	0,34	x	$\varepsilon_{\bar{P}}$	=	0,29
$\bar{P}nX$	0,24	x	$\varepsilon_{\bar{P}}$	=	0,20
$\bar{n}PX$	0,24	x	$\varepsilon_{\bar{n}}$	=	0,15
$\bar{n}nX$	0,18	x	$\varepsilon_{\bar{n}}$	=	0,11
	Taux de rejet total				0,75

On espère donc rejeter en ligne 75 % des événements $\bar{P}P$ de non-annihilation (inélastiques).
D'autre part, le rejet en ligne des diffusions élastiques repose essentiellement sur la partie FCH-FC-FH. En conséquence 86 % de ces derniers seront éliminés par notre dispositif.

5.1.2. Efficacité de sélection en ligne des annihilations.

Avec notre dispositif, nous avons vu que l'on ne peut éviter la perte d'annihilations comportant l'émission de mé-

sons π^+ , d'impulsion inférieure à 40 GeV/c et simulant un antiproton dans le Cerenkov. Le calcul simple effectué au chapitre 3 permet d'obtenir une borne supérieure, certainement très surestimée quant au pourcentage d'annihilations ainsi éliminées : 1,3 %. On doit également ajouter les vetos indus par les mésons d'impulsion comprise entre 15 et 52 GeV/c (seuil de création de photons Cerenkov pour ces particules). Il a été évalué (réf. 1-7) qu'environ 6 % des Kaons chargés produits par annihilation ne sont pas détectés par le Cerenkov. Le pourcentage de pertes d'annihilations dû à cette cause devrait en conséquence rester très faible.

Par ailleurs, il faut ajouter l'élimination des annihilations comportant l'émission vers l'avant d'un K^o long atteignant le calorimètre FNC et simulant un $\bar{n}$ ($s >$ seuil). Enfin, l'étude des développements des gerbes hadroniques, le choix du seuil, et le système de correspondance entre les cellules du calorimètre et celles de son hodoscope ont été établies de façon à minimiser les vetos indus d'annihilations dûs à la détection de queues de gerbes de hadrons chargés dans les cellules adjacentes à celles en correspondance. Pour le seuil le plus probable (200 nep), seulement 1 % (peut-être 2 ou 3 %) des mésons chargés de haute énergie (100 GeV) et dont le point d'impact est situé à 7 ou 8 cm environ de la limite entre une cellule en correspondance et celle hors correspondance peuvent provoquer essentiellement un faux veto. En conséquence, la perte d'annihilations par ce biais devrait être négligeable pour une valeur correctement choisie du seuil.

En résumé, le pourcentage total attendu d'annihilations rejetées à tort est faible (certainement très inférieur à 2 %) et est compatible avec le bon fonctionnement de notre système de sélection.

5.2. Détermination expérimentale du seuil à appliquer aux signaux issus du calorimètre FNC.

Une première prise de données pour l'expérience $\bar{P}P$ a eu lieu en juillet 1982 avec les conditions expérimentales choisies au chapitre 2.
Pour cette première prise de données de durée limitée (48 heures), le dispositif de déclenchement de l'expérience n'est pas encore complet. En particulier, les hodoscopes FCH et FH étant encore en construction, il n'est pas possible d'utiliser le dispositif complet de sélection des annihilations.

L'étude du chapitre 3 a montré l'importance du choix du seuil à appliquer aux signaux FNC pour obtenir une bonne efficacité de sélection en ligne des annihilations.
On a donc effectué un premier test de notre dispositif dans le but d'obtenir une détermination expérimentale de ce seuil qui nous assure que pour les hadrons de 100 GeV, qui sont les plus cruciaux, l'extension maximale des gerbes perçue par le dispositif, ne dépasse pas la valeur retenue au chapitre 3, soit 7 à 8 cm.

5.2.1. Protocole de tests.

La procédure ici utilisée se déroule en quatre temps :

- On oriente le faisceau suivant la direction OZ de façon à ce que la position moyenne des impacts de $\bar{P}$ n'ayant pas interagi, soit située dans les cellules calorimétriques d'indice ℓ = 3 à 7 cm environ du bord des cellules d'indice ℓ = 2.
Pour cela, on a déplacé horizontalement le système d'hodoscopes ITV - ITH (voir chapitre 1) d'une distance correspondante suivant OZ.
On a ensuite focalisé horizontalement le faisceau sur ITV2.

- On positionne une plaque de scintillateur de (0,6 x 20) cm^2, à + 38,30 m suivant OX, soit au niveau de l'abscisse de l'hodoscope FH, et sur le trajet de la partie centrale du faisceau.
Ainsi les particules du faisceau qui traversent cette plaque ont un point d'impact dans la cellule FNC_{34} situé à 7 cm environ du bord de la cellule FNC_{24}.

- On déclenche l'électronique du dispositif de sélection uniquement sur les particules du faisceau qui n'ont pas interagi dans la chambre à bulles et traversent la plaque hodoscopique FH.

- Le test consiste pour différentes valeurs du seuil, à compter les signaux détectés dans la cellule FNC_{24} pour un même nombre d'impacts détectés dans la plaque FH.

Avec cette procédure, la valeur cherchée du seuil sera la valeur ici la plus basse pour laquelle aucun impact n'est détecté dans la cellule FNC_{24}. En effet, on a vu au chapitre 3 que la marge prise en compte pour l'établissement du système de correspondance cellulaire est de 7 à 8 cm environ. Avec notre procédure, on détermine en principe une valeur du seuil qui nous assure que l'extension latérale des gerbes produites par les hadrons d'énergie maximale (100 GeV) est après l'application du seuil de l'ordre de 7 cm.

5.2.2. Déroulement du test et analyse des résultats.

Nous avons eu à notre disposition une heure de faisceau.

Avant de commencer le test, on a mesuré avec un oscilloscope cathodique la hauteur maximale des impulsions analogiques provenant de la cellule FNC_{34}. Ceci nous permet d'étalonner grossièrement le calorimètre dont la construction venait juste d'être achevée. Pour cela, on suppose que les impulsions de plus grande taille correspondent aux $\bar{P}$ de 100 GeV dont le point d'impact est situé au milieu de la cellule FNC_{34}. Ceci nous donne une estimation minorée de $\bar{S}_{max}^{100GeV}$ (parce que l'extension latérale d'une gerbe de 100 GeV peut dépasser 30 cm, largeur d'une cellule du calorimètre). On déduit de la figure 3-9 du chapitre 3 que $\bar{S}_{max}^{100GeV}$ est de l'ordre de 1600 nep.

On a mesuré des impulsions qui atteignent 1,4 Volt. On en déduit un étalonnage approximatif :
1 Volt $\longmapsto$ 1 150 nep.

On a montré au chapitre 3 que la valeur attendue du seuil devrait se situer entre 100 et 200 nep.
En appliquant la correspondance exprimée ci-dessus, on a une première estimation : le seuil pourrait se situer entre 90 mV et 180 mV.

Pour notre série de tests, nous avons choisi différentes valeurs de seuil comprises dans ce domaine.
De façon à pouvoir obtenir un nombre suffisant de tests avec des valeurs différentes du seuil pendant le temps de faisceau mis à notre disposition, on a choisi pour chaque test d'accumuler une statistique de 100 impacts détectés dans la plaque FH.
Pour chaque test, on a obtenu des diagrammes de distribution de signaux détectés dans les cellules calorimétriques.

On a reporté sur la figure 5-1 les différents comptages dans la cellule FNC_{24} (pour un nombre d'impacts dans la plaque de scintillateur constant : N = 100) en fonction de la valeur du seuil appliquée aux signaux FNC.
A l'analyse de cette figure, on constate que :

- on observe une décroissance de $N_{FNC_{24}}$ lorsque le seuil augmente de 100 à 200 mV.
- $N_{FNC_{24}}$ est égal à 0 pour des valeurs du seuil supérieures à 180 mV environ.
- pour une valeur fixée du seuil, on observe des fluctuations importantes entre les différentes valeurs de $N_{FNC_{24}}$.

La valeur cherchée du seuil parait être de l'ordre de 180 mV. Elle est certainement supérieure à 160 mV. Soit exprimée en nep à l'aide de l'étalonnage présenté au début du paragraphe,

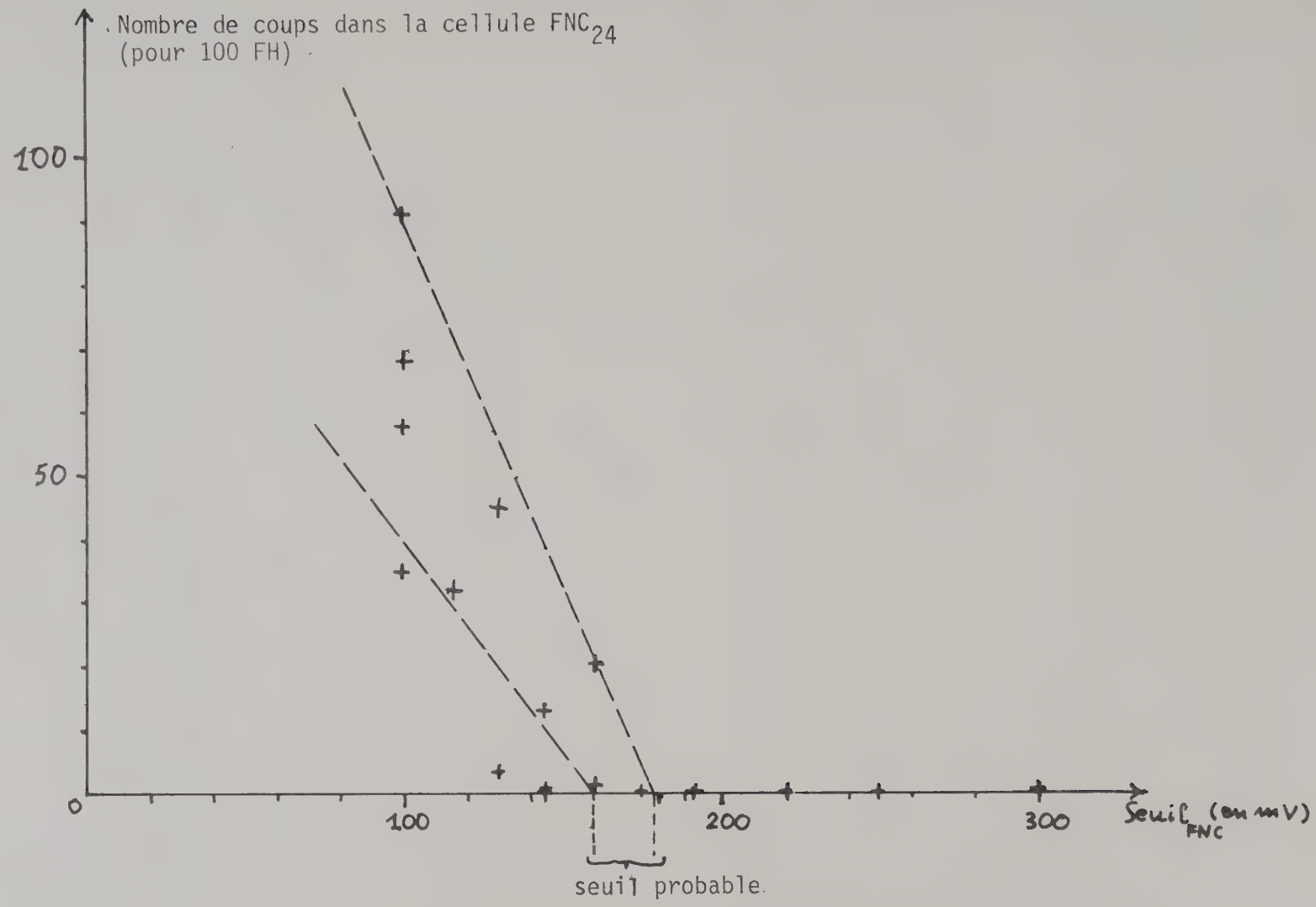


FIGURE 5-1 : Evolution du nombre de signaux détectés par le dispositif dans la cellule FNC_{24} en fonction de la valeur du seuil appliqué par les discriminateurs du FNC.

on retient la fourchette de valeurs :

seuil compris entre 180 et 200 nep.

On constate donc que la valeur expérimentale, ici déterminée : 200 nep est en accord avec les prédictions que nous avons faites au chapitre 3 (seuil compris entre 100 et 200 nep).

En conclusion, les résultats de ce premier test expérimental sont encourageants. Il sera nécessaire, en raison des fortes fluctuations observées, de préciser cette détermination du seuil lors d'une prochaine prise de données pour laquelle le système de sélection et son insertion complète dans le dispositif de déclenchement, seront réalisés.

CONCLUSION.

Nous venons d'étudier pour une expérience $\bar{P}P$ à 100 GeV, devant se dérouler au CERN avec l'appareillage constitué par la chambre à bulles RCBC associée au Spectromètre Hybride Européen, un système qui, en ligne, sélectionne et élimine la non-annihilation.

Le rejet d'un événement de non-annihilation repose essentiellement sur la détection d'un antineutron émis vers l'avant, à l'aide du calorimètre FNC et de son hodoscope FH, ou bien d'un antiproton rapide identifié par la seconde partie de ce système qui analyse les informations provenant du Cerenkov Avant et de ses hodoscopes FCH et FH.

La recherche d'un compromis entre une bonne acceptance de ces deux détecteurs, à 100 GeV, et la préservation d'une résolution expérimentale acceptable dans la mesure des quantités de mouvement des particules chargées (à l'aide des chambres à dérive), a conduit à redéfinir les pouvoirs de courbure pour chacun des aimants d'analyse du spectromètre (chapitre 2).
Ainsi l'acceptance géométrique optimisée atteint 75 % pour les antineutrons parvenant dans le Calorimètre Avant. Celle du Cerenkov Avant est estimée voisine de 94 % pour les antiprotons.

En ce qui concerne le calorimètre, la détermination d'un seuil a été rendue nécessaire pour convertir les signaux analogiques issus des photomultiplicateurs, avant leur entrée dans la logique digitale effectuant la décision. Ce seuil joue un rôle crucial

dans la limitation de l'extension latérale des gerbes telle que cette logique la perçoit et surtout pour les énergies les plus élevées des hadrons incidents (localisation minimale de la position de la gerbe).
Une étude des caractéristiques du développement latéral et longitudinal des gerbes hadroniques a montré que 5 termes de fluctuations, liés à l'aspect aléatoire de ces développements ont dû être pris en compte dans l'évaluation de l'extension transverse des gerbes, après application du seuil. Les premières mesures expérimentales de ce seuil (180 à 200 nep) sont dans la fourchette prévue par les calculs (100 à 200 nep).
Néanmoins, cette détermination expérimentale doit être affinée.
La structure de l'hodoscope associé FH et le système de correspondance que l'on a établi entre les cellules du calorimètre et celles de cet appareil sont déterminés de façon à sélectionner le maximum de non-annihilations tout en préservant les annihilations. Ainsi, pour le choix de seuil le plus probable, l'efficacité de cette partie du dispositif à rejeter les mauvais événements devrait avoisiner 0,61.
La perte d'annihilation due à cette partie du système de sélection doit rester négligeable lorsque la valeur du seuil est correctement choisie.

Pour réaliser l'insertion du Cerenkov Avant, la correspondance entre ses cellules (miroirs) et les deux hodoscopes associés a été conçue de façon à détecter le plus grand nombre d'antiprotons traversant ce dispositif tout en minimisant le veto indu des annihilations. L'efficacité de cette partie du système pour la sélection des non-annihilations sera de l'ordre de 0,86. Inversement, un calcul simple permet d'obtenir une borne supérieure quant au pourcentage d'annihilations comportant l'émission d'un π^- simulant un $\bar{p}$

dans le Cerenkov : 1,3 % (auquel il faut ajouter les vetos indus concernant les K^- d'impulsion comprise entre 15 et 52 GeV/c). Ainsi, le taux d'annihilations conservées doit rester très au-dessus de 0,98.

On attend une section efficace totale $\bar{P}P$ de 42 millibarns qui comprend 3,5 millibarns seulement d'annihilations. Le reste se répartit entre celle de diffusion élastique : 7,4 millibarns et celle de non-annihilation (inélastique) : 31,1 millibarns.
On élimine pratiquement avec le Cerenkov toutes les diffusions élastiques (6,3 millibarns).
En utilisant les taux de production attendus à 100 GeV pour chacun des quatre états finals possibles pour les interactions $\bar{P}P$ de non-annihilation, on a calculé que l'efficacité de rejet en ligne des non-annihilations sera voisine de 0,75.
On élimine ainsi en ligne 23,3 millibarns.

Pour cette prise de données, on attend un taux d'acquisition correspondant à une section efficace de 11,6 millibarns dont 3,4 millibarns d'annihilations.
Le présent travail montre que le nombre de photographies prises dans la chambre à bulles et ne comportant pas d'annihilation est réduit par un facteur 4. Il en est de même du temps de traitement hors ligne des informations issues des détecteurs ISIS et SAD et des calorimètres FNC et INC nécessaires pour éliminer ces événements lors d'une seconde sélection.
Après cette dernière, le nombre d'événements restant à analyser correspond à une section efficace de l'ordre de 4,7 millibarns.

Par ailleurs, à l'énergie choisie pour cette expérience (100 GeV) les modèles théoriques (Combridge et al) prédisent une section efficace de production de particules charmées dans les annihilations $\bar{P}P$ voisines de 20 microbarns. Le rapport signal sur bruit pour l'observation de ces particules serait ici de l'ordre de $4{,}2\ 10^{-3}$. On améliorerait par un facteur proche de 4 celui obtenu dans les récentes expériences $\pi^- P$ à 360 GeV qui ne disposent pas de système sélectionnant un type précis d'interaction.

REMERCIEMENTS.

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Physique Corpusculaire du Collège de France, j'en remercie tous ses membres pour leur attitude amicale à mon égard.

Je remercie le Professeur FROISSART de m'avoir accueilli dans son laboratoire ainsi que de l'intérêt qu'il a bien voulu porter à mon travail en acceptant de participer à ce jury.

J'exprime ma profonde reconnaissance au Professeur HAISSINSKI qui a accepté la présidence de ce jury.

Je dois une reconnaissance toute particulière à Monsieur DEFOIX qui m'a aidé à réaliser cette thèse. Son soutien actif et constant m'a été précieux tout au long de ce travail.

Dans le même esprit, je remercie Monsieur NGUYEN.

Le concours de Monsieur DOLBEAU m'a été précieux tout au long de cette étude. Qu'il en soit tout particulièrement remercié.

Ma reconnaissance va aussi aux membres de l'équipe EHS (CERN) et notamment à Monsieur FERRANI pour l'aide remarquable qu'il m'a apportée lors de la réalisation du dispositif.

Je remercie également Mme BROCHET qui a effectué la frappe et la mise en page de cette thèse ainsi que tout le personnel de l'imprimerie pour le tirage définitif.

Par ailleurs, je remercie, pour son concours Melle MOLODZOFF.

NOM : LEGENDRE

PRENOM : Jean-François

SUJET : Conception et réalisation d'un dispositif de sélection en ligne des annihilations pour une expérience $p\bar{p}$ à 100 GeV.

RESUME.

Cette thèse présente la conception et la réalisation d'un système de sélection d'intéractions, inséré dans le dispositif de déclenchement du Spectromètre Hybride Européen (C.E.R.N.) en vue de réaliser une expérience $\bar{P}P$ vers 100 GeV dont le but est l'étude des annihilations. Le système de sélection a pour fonction l'élimination des interactions dominantes de non-annihilation.

Après avoir optimisé les acceptances des différents détecteurs composant le Spectromètre Hybride, on étudie l'utilisation en ligne d'un détecteur Cerenkov à gaz multicellulaire (détection des antiprotons), d'un calorimètre de type fer-scintillateur (détection des antineutrons) et de deux hodoscopes multicellulaires (contrôle des trajectoires de particules chargées) pour éliminer, en ligne, la non-annihilation.

En conclusion sont suggérés les intérêts de l'adjonction d'un tel dispositif dans des expériences où l'on désire étudier des particules de saveur lourde (charme, beauté ?).

MOTS CLES :

Intéractions $\bar{P}P$, haute énergie (100 GeV).
Annihilations, sélection en ligne
Calorimètre (fer-scintillateur), gerbes hadroniques, détection (n et $\bar{n}$).
Cerenkov (détecteur), identification ($\bar{P}$).
Hodoscopes, correspondance cellulaire (système de -).